

# THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

**F. GLANGEAUD**

SUJET: Contribution à l'étude de la magnétosphère  
au moyen d'ondes U.B.F.

Soutenue le 14 - 12 - 1970 devant la Commission d'Examen

MM. Y. ROCARD

Président

J. DELLOUE

R. GENDRIN

E. SELZER

J. L. LACOUME

} Examineurs



T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

François GLANGEAUD

Sujet : "Contribution à l'étude de la magnétosphère  
au moyen d'ondes U.B.F."

Soutenue le 14 décembre 1970 devant la Commission

|               |            |
|---------------|------------|
| MM. Y. ROCARD | Président  |
| J. DELLOUE    | Examineurs |
| R. GENDRIN    |            |
| E. SELZER     | Invités    |
| J.L. LACOUME  |            |



Cette thèse (1966-1970) n'a été possible que grâce aux enseignements que j'ai reçus des professeurs qui m'ont entouré, elle a aussi bénéficié des concours que j'ai rencontrés auprès de nombreux collègues.

Qu'il me soit permis au début de cet exposé de remercier M. le Professeur Y. ROCARD qui a bien voulu m'accueillir en 1961 au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. J'ai par la suite largement profité de l'environnement scientifique qu'il a suscité en Géophysique.

Que M. le Professeur J. DELLOUE, qui m'a dirigé dans cette étude en me prodiguant conseils et encouragements et a mis à notre disposition les moyens matériels permettant d'effectuer mon travail à l'Institut de Physique du Globe, trouve ici l'expression de ma vive gratitude.

Je remercie également M. SELZER qui m'a accueilli en 1966 dans son laboratoire, M. HOURI et Melle ROQUET m'y ont facilité mes débuts en magnétisme terrestre. L'ambiance du laboratoire due à la personne de M. SELZER a été très favorable à mon épanouissement et dépasse le simple cadre scientifique traité ici.

Je remercie vivement M. J.L. LACOUME du dévouement amical et désintéressé qu'il m'a prodigué. Depuis un an il m'a constamment montré la voie à suivre, pour rendre efficace l'accomplissement de la partie théorique de ce travail.



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41550203\\_0001](https://archive.org/details/IA41550203_0001)

Mes remerciements vont aussi à M. GENDRIN, mon parrain au CNRS pour les conseils énergiques et efficaces qu'il m'a donnés et pour le soutien qu'il m'a procuré pour obtenir les crédits nécessaires à cette étude.

Je tiens aussi à remercier nos collègues britanniques MM. CRAWFORD, TYLDESLEY et STUART pour l'accueil qu'ils nous ont fait à l'Observatoire de Lerwick et l'aide qu'ils nous ont apporté.

Une partie des données traitées ici a été enregistrée à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt par M. PETIAU dont les conseils m'ont été précieux.

Je suis reconnaissant à Mme TROITSKAYA et Melle LACOURLY de m'avoir communiqué des enregistrements de Sogra.

L'asservissement de position utilisé a été réalisé comme projet de dernière année à l'Ecole E.S.I.E.E. sous la direction de MM. ROUMEGOUS et BILSTEIN que je remercie.

Il ne m'est pas possible de citer ici toutes les personnes qui ont contribué à cette étude et à sa présentation : M. GUPTA m'a apporté un soutien efficace et patient pour le dépouillement des données.

Les services généraux de l'IPG : secrétariat, photographie, imprimerie, mécanique et centre de calcul m'ont apporté un concours apprécié, plus particulièrement M. TRAN, Melle EPPSTEIN, MM. MAZZIOLI et DANCRAV.

Quant à mon ami M. SIX, en prenant au bon moment la relève d'une partie de mes recherches expérimentales, c'est lui qui m'a permis de me consacrer à la conclusion de cette thèse.



## RESUME

### Contribution à l'étude de la magnétosphère au moyen d'ondes U.B.F.

L'étude des variations du champ magnétique terrestre dans le domaine de fréquence UBF présente un double intérêt : ces ondes peuvent être observées et étudiées, soit en vue d'une meilleure connaissance des lois physiques qui en régissent la propagation, soit afin d'en déduire des caractéristiques de la magnétosphère.

En particulier, la connaissance des variations magnétiques de type Pcl et IPDP a largement progressé ces dernières années ; les observations faites en points conjugués (CNFRA 1970) se sont révélées très fructueuses, et ont montré que ces phénomènes sont principalement guidés par les lignes de force du champ magnétique terrestre. Par ailleurs, des théories de propagation se sont élaborées : les hypothèses les plus simples, généralement utilisées, supposent que ces ondes sont parfaitement guidées par le champ magnétique et que leur normale à l'onde est parallèle à ce champ. La détermination de densité des protons dans la magnétosphère est obtenue par de telles théories à partir de la mesure de dispersion des signaux reçus au sol. Des calculs de propagation plus élaborés ont été faits par Kitamura et Jacobs ; ces auteurs ont effectué des tracés de rayons d'ondes hydromagnétiques en supposant un modèle de magnétosphère homogène. Leurs résultats, bien que basés sur des hypothèses plus réalistes, montrent que ces ondes ne sont plus aussi bien guidées le long des lignes de forces et même que leur propagation jusqu'à l'autre hémisphère n'a pas toujours lieu, car la normale à l'onde tend à devenir perpendiculaire au champ magnétique. Ainsi les



données expérimentales et théoriques ne concordent pas.

Notre étude apporte quelques éclaircissements à ce sujet. La partie expérimentale est basée sur des observations de Pcl et d'IPDP faites sur un même méridien en des latitudes voisines. La partie théorique consiste en une étude de la propagation avec un modèle de magnétosphère qui tient compte des irrégularités qui existent dans la magnétosphère (plasmopause ou colonnes ionisées).

Pour enregistrer les variations magnétiques, nous avons réalisé des équipements spécialement adaptés :

- à l'étude de signaux de faible amplitude (rapport signal sur bruit grand)
- à l'étude de la polarisation en laboratoire
- à l'étude des écarts de temps d'arrivée des signaux entre deux points d'observation distants de 1350 km. Ces équipements ont été mis en place aux deux observatoires de Lerwick et de Chambon-la-Forêt (latitudes géomagnétiques respectives : 50,4° et 62,5°). Grâce à la collaboration de nos collègues britanniques et grâce aux observateurs de Chambon-la-Forêt, des enregistrements continus ont pu être faits pendant cinq mois, de novembre 1967 à avril 1968. Les phénomènes enregistrés à ces deux observatoires ont été comparés cas à cas sous de nombreux aspects : étude spectrale, occurrence, structure, amplitude ; étude des formes d'onde ; étude des temps d'arrivée et de la polarisation. Ces analyses faites au laboratoire de magnétisme et d'électromagnétisme de l'Institut de Physique du Globe ont permis de mettre en évidence de nouveaux faits expérimentaux et ont été le point de départ d'études théoriques (en collaboration avec Lacoume). Cet ensemble nous a permis de mieux comprendre les lois qui régissent la propagation de ces phénomènes et aussi d'apporter une contribution à la physique de la magnétosphère.

Rappelons les résultats obtenus dans ces deux domaines :

a) Etude de la propagation de Pcl



horizontal par le SMIG (guide sub-magnéto-ionosphérique) sont rarement applicables aux Pcl reçus à nos deux stations. Nous suggérons, à partir de nos mesures expérimentales, une nouvelle représentation des trajets suivis entre la magnétosphère et le sol ; la trajectoire des Pcl peut être divisée en deux parties, une partie dans la magnétosphère où les paquets d'onde vont et viennent d'un hémisphère à l'autre et une partie principalement ionosphérique qui assure la transmission jusqu'au sol. Les irrégularités alignées le long d'une ligne de force peuvent être dues soit à la plasmopause, soit à la présence de colonnes ionisées dans la magnétosphère. Nos tracés montrent que des rayons réfléchis sur ces gradients de densité peuvent se propager d'un hémisphère à l'autre et sont guidés vers le point conjugué. Les paquets d'onde arrivent focalisés au-dessus de l'ionosphère jusqu'à une hauteur  $h_o$  et à partir de là, l'onde peut parvenir au sol dans un domaine largement réparti en latitude.

Expérimentalement, en comparant les détails des spectres aux deux stations, nous avons trouvé que la zone de passage de la partie magnétosphérique à la partie ionosphérique est de dimension très réduite. Nous avons d'autre part, constaté que la polarisation au sol était fonction de la latitude.

Les trajets dans la magnétosphère dépendent de la position des irrégularités et aussi des conditions initiales ; cependant le paquet d'onde reste localisé en un petit volume. Un effet de scintillation résulte, théoriquement, du fait que les réflexions subies ne sont pas exactement les mêmes pour toutes les parties de l'onde et d'un aller et retour à l'autre ; à la réception des ondes, cet effet est vérifié, de plus il est à prévoir que les temps qui séparent deux arrivées successives fluctuent de quelques secondes.



## b) Physique de la magnétosphère

Nos tracés de rayons montrent d'une part que les ondes restent localisées au voisinage des lignes de force et d'autre part que l'angle  $\theta$  de la normale à l'onde avec le champ magnétique reste limité alors qu'avec un modèle de magnétosphère homogène,  $\theta$  tend vers  $90^\circ$ . Ainsi, la propagation suit en première approximation une ligne de force et reste possible tout le long du trajet. Contrairement aux méthodes classiques, dans le calcul de la dispersion en fonction de la fréquence  $f$  et de la valeur de  $L$ , nous tenons compte de  $\theta$  qui est différent de zéro. Nous avons tracé les abaques des corrections à effectuer pour diverses valeurs de  $\theta$ . Cependant, il n'est pas possible, expérimentalement, de connaître l'évolution de  $\theta$  lors de la propagation ; il en résulte une imprécision des paramètres mesurés. L'incertitude est spécialement importante pour les Pcl de basse fréquence et se propageant en moyenne latitude ; d'où l'intérêt d'une autre méthode que nous avons mise au point et appliquée à des Pcl de moyenne latitude, basée sur la goniométrie des signaux reçus.

Nos études ont porté sur des propagations de rayons à l'intérieur de la plasmopause ; pour les Pcl qui s'y propagent ces études sont directement applicables, quant aux Pcl situés en dehors de la plasmopause pour les expliquer il est nécessaire d'admettre l'existence d'irrégularités de la répartition de la densité, dans la zone équatoriale. Les réflexions sur de telles irrégularités alignées sur le champ magnétique se traitent de la même façon que quand il s'agissait de la plasmopause. Les rayons arrivent sous incidence rasante, il n'est donc pas nécessaire d'avoir des gradients aussi importants que ceux de la plasmopause pour obtenir un guidage. Les mesures du paramètre  $L$  caractérisant la ligne de force voisine du trajet suivi par les Pcl nous donnent alors des indications



sur la position de la plasmopause, si les densités trouvées sont importantes, Nous avons aussi constaté que leur position est généralement stable pendant toute la durée des Pcl (de l'ordre de 1'heure). Il est même possible que, quand les conditions de guidage disparaissent, les ondes se dispersent et ne parviennent plus au sol. La détermination de la hauteur  $h_o$ , définie dans le premier paragraphe, nous permet de localiser la région où les Pcl se réfléchissent et excitent le guide d'onde sub-magnéto-ionosphérique.

Ce travail a ouvert de nouvelles perspectives d'avenir. Pour compléter nos connaissances dans ce domaine, il conviendrait en particulier d'approfondir les points suivants:

- étude détaillée de la traversée de l'ionosphère
- étude des paramètres qui déterminent la polarisation observée au sol
- étude des propagations perpendiculairement au méridien (nous nous sommes limités au plan méridien).



## Plan

### Introduction

### Chapitre I

#### Problèmes posés par la propagation des Pcl

##### 1-1 Champ magnétique

###### 1-1-1 Description spatiale

###### 1-1-2 Anomalies

###### 1-1-3 Description temporelle

##### 1-2 Profil de densité

###### 1-2-1 Plasmopause

###### 1-2-2 Formation de la plasmopause

###### 1-2-3 Lois de variation de densité de plasma

###### 1-2-4 Modèle utilisé dans nos calculs

##### 1-3 Type de plasma considéré

###### 1-3-1 Magnéto-plasma non collisionnel

###### 1-3-2 Vitesse d'Alfvén

###### 1-3-3 Vitesse d'agitation thermique et particules énergétiques

##### 1-4 Description générale des Pcl et IPDP

##### 1-5 Etude de la propagation

###### 1-5-1 Equation de propagation

###### 1-5-2 Limites de la direction de la normale à l'onde

###### 1-5-3 Trajectoire de Pcl

###### 1-5-4 Temps de propagation



## Chapitre II

### Etude expérimentale

#### 2-1 Appareillage

2-1-1 Choix du système de réception

2-1-2 Description de l'ensemble d'une station  
d'enregistrement

2-1-3 Détail d'une voie de réception

2-1-4 Connaissance du temps et calibration

2-1-5 Laboratoire d'analyse

#### 2-2 Etude spectrale

2-2-1 Occurrence

2-2-2 Comparaison des structures

2-2-3 Etude de l'amplitude

#### 2-3 Etude des formes d'ondes

#### 2-4 Comparaison des temps d'arrivée

2-4-1 Techniques de mesure

2-4-2 Temps de propagation des IPDP

2-4-3 Traversée de l'ionosphère par les Pcl

#### 2-5 Etude de la polarisation en une station

2-5-1 Influence du sous-sol

2-5-2 Stabilité de la figure de polarisation

2-5-3 Durée de la stabilité

2-5-4 Comparaison des polarisations entre deux stations



## Chapitre III

### Etude théorique de la propagation

#### 3-1 Limite WKB

#### 3-2 Méthode de calcul

##### 3-2-1 Sous-programme

##### 3-2-2 Programme principal

##### 3-2-3 Correction automatique de pas et limitations

##### 3-2-4 Données initiales

#### 3-3 Conditions de réflexion

##### 3-3-1 Quartique de Booker

##### 3-3-2 Cas où $A$ est très grand devant 1

##### 3-3-3 Cas général

#### 3-4 Résultats

##### 3-4-1 Comportement général de la normale à l'onde

##### 3-4-2 Guidage par la plasmopause

##### 3-4-3 Cas du piston pulsant

##### 3-4-4 Trajectoire à partir d'un point source

##### 3-4-5 Etude selon la fréquence

#### 3-5 Effet de scintillation

#### 3-6 Portée de l'étude théorique

##### 3-6-1 Précision des calculs

##### 3-6-2 Généralisation des résultats

##### 3-6-3 Aller et retour des Pcl

#### 3-7 Modification des méthodes de mesures de paramètre de la magnétosphère

##### 3-7-1 Longueur parcourue

##### 3-7-2 Temps de parcours le long d'une ligne de force

##### 3-7-3 Corrections

#### 3-8 Application aux Pcl de Lerwick et Chambon-la-Forêt

##### 3-8-1 Technique de mesure

##### 3-8-2 Résultats



## INTRODUCTION

La connaissance des variations magnétique de type Pcl et IPDP (les Pcl sont des pulsations continues de 0,2 à 5s de période et les IPDP des pulsations irrégulières de fréquence croissante de 0,1 à 2Hz) a largement progressé ces dernières années. Les mesures expérimentales à partir de points conjugués se sont révélées très fructueuses (CNFRA 1970), par ailleurs des études théoriques de la propagation d'ondes dans ce domaine de fréquence ont été faites par Kitamura et Jacobs (1968). Cependant, les données expérimentales et les études théoriques ne concordent pas et bien des faits expérimentaux restent inexpliqués.

Notre exposé se divisera en trois parties ; dans la première nous rappellerons l'état actuel de nos connaissances sur les Pcl et les IPDP en présentant successivement les divers paramètres qui interviennent dans la propagation de ces phénomènes : champ magnétique, densité de particules, température, fréquence de collision. Nous pourrons alors, après une brève description morphologique, montrer comment les équations de propagation peuvent être appliquées le plus simplement possible à ces cas. Nous insisterons particulièrement sur les points imprécis ou contradictoires des connaissances dans ce domaine. De nouveaux sujets de recherche étant ainsi mis en évidence, nous montrerons au deuxième chapitre l'intérêt des mesures expérimentales que nous avons réalisées en deux points d'observation situés sur un même méridien et dans un même hémisphère.

Dans ce deuxième chapitre, nous analyserons, sous de nombreux aspects, les phénomènes enregistrés : étude spectrale, occurrence, structure, amplitude, étude des formes d'onde, des temps d'arrivée et de la polarisation. Ainsi, de nouveaux faits expérimentaux seront mis en évidence et une meilleure interprétation des problèmes de propagation dans la magnétosphère et au voisinage du sol sera alors possible. C'est alors que pour étayer



certaines hypothèses suggérées par nos observations, nous avons entrepris une étude théorique de la propagation, qui fait l'objet du troisième chapitre.

Plus précisément nous avons effectué des tracés de rayons dans la magnétosphère en présence de divers gradients de densité ionique. Ces études faites par calcul machine montrent non seulement que les observations aux points conjugués sont théoriquement possibles mais aussi que des effets de focalisation et de scintillation apparaissent. Nous montrerons également que les techniques de mesure de paramètres de la magnétosphère à partir de Pcl doivent être modifiées pour les latitudes moyennes. Des applications en seront présentées.

Ainsi, par nos études expérimentales et théoriques, nous avons apporté quelques éclaircissements aux questions posées dans le premier chapitre, mais le nombre de problèmes à résoudre a augmenté. Il reste en particulier à étudier la traversée de l'ionosphère, les paramètres déterminant la polarisation observée au sol, la propagation en longitude.

Une vue d'ensemble sur ces points mensuellement acquis et sur ceux que l'on devra encore élucider forme notre conclusion.



Problèmes posés par la propagation des Pcl et des IPDP

L'étude des variations magnétiques rapides présente un double intérêt :

1) La propagation de ces ondes peut être étudiée en vue d'une meilleure connaissance des lois physiques qui les régissent : de telles expériences ne pouvant être faites en laboratoire.

2) Les caractéristiques de la magnétosphère et de l'ionosphère peuvent être atteintes à partir d'observations effectuées au sol.

Ce domaine de fréquence est encore mal exploré malgré l'existence de satellites : en effet, ces ondes sont de faible amplitude et de fréquence telle qu'il est difficile de dissocier l'effet dû au déplacement du satellite de l'évolution de l'onde elle-même. La réception de ces ondes au sol est au contraire aisée et peu coûteuse. Les applications qui en sont faites sont présentées au § 1-5-4, elles supposent que les résultats de la première étude sont connus.

Dans ce chapitre qui est avant tout un exposé de mise au point, nous décririons le champ magnétique terrestre (§ 1-1), puis les profils de densité de particules dans la magnétosphère et l'ionosphère (§ 1-2) : ces paramètres conditionnent la propagation de ces ondes. Nous montrerons que la magnétosphère peut être considérée comme un magnétoplasma froid. Nous établirons les équations de propagation au paragraphe 1-5 et justifierons les approximations utilisées (§ 1-3). Toutes les formules établies seront utilisées au troisième chapitre qui présente notre apport personnel à l'étude théorique de la propagation. Ainsi, ce premier chapitre présente le sujet traité dans cette thèse et prépare les hypothèses nécessaires au calcul théorique.

1-1 Champ magnétique terrestre1-1-1 Dans l'espace

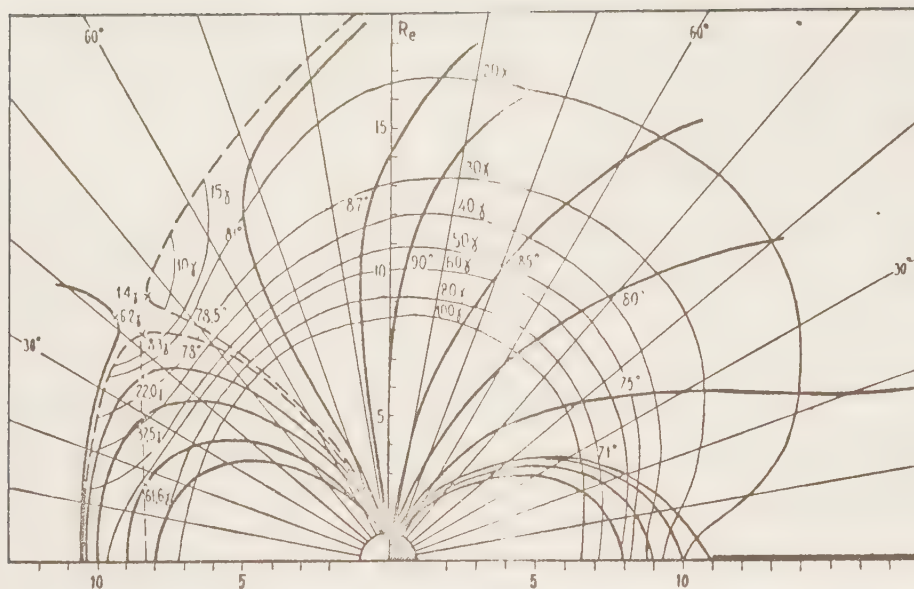


Figure 1-1

Lignes de force du champ magnétique et contours d'égale intensité dans le plan méridien midi-minuit d'après le modèle de Hones-Taylor (Antonova et Shabansky 1968)

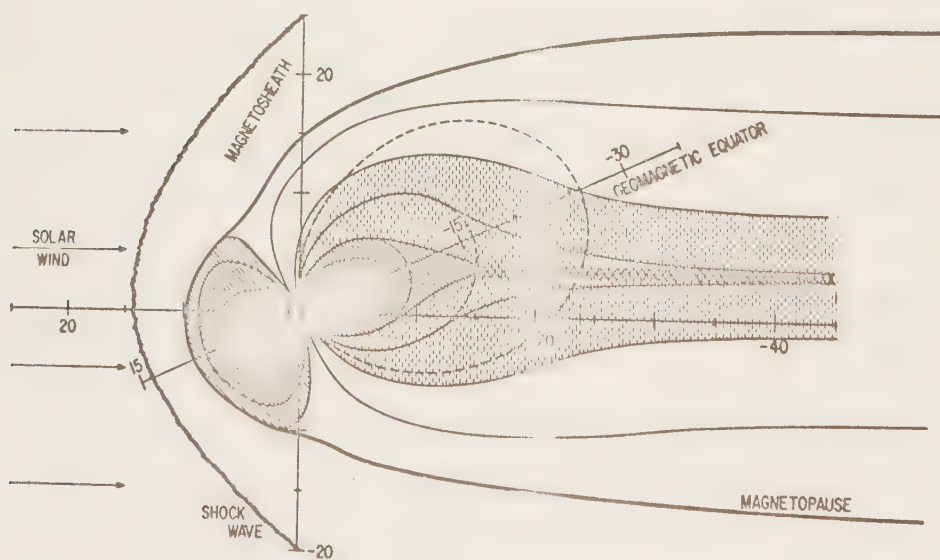


Figure 1-2

Configuration générale de la magnétosphère, d'après Ness 1968. Le vent solaire crée une onde de choc derrière laquelle le champ magnétique est turbulent. La magnétopause fixe la limite du champ organisé par le dipôle terrestre. A l'intérieur de la magnétosphère l'on peut distinguer en foncé la plasmasphère, zone où les particules sont liées au mouvement de la terre. Du côté nuit, les lignes de force sont soufflées loin de la terre pour former la queue de la magnétosphère

8

est nécessaire pour étudier les variations magnétiques de type Pcl et IPDP. Le champ magnétique intervient dans les calculs par la valeur de la gyrofréquence  $F_H$  des protons présentés fig. 1-3. Comme coordonnée spatiale il est commode d'utiliser le paramètre L. Celui-ci a été défini par Mac Ilwain (1961) : dans le cas d'un champ dipolaire, il vaut  $R/\sin^2 C$ , R étant la distance au centre de la terre, exprimée en rayon terrestre, et C la colatitute. L est donc la distance du sommet de la ligne de force au centre de la terre (la définition de Mac Ilwain est plus générale).

La magnétosphère peut être décomposée en deux régions suivant que L est plus grand ou plus petit que 7 . Le champ au sol à l'équateur est de 0,315 gauss et, à 7 rayons terrestres, le champ dipolaire n'est plus que de 92 gammas ( $92 \cdot 10^{-5}$  gauss). A cette distance, les champs réels peuvent différer de 10 % de cette valeur. Pour L inférieur à 7, le champ sera considéré comme dipolaire avec une erreur relative inférieure à 10 %.

Pour L supérieur à 7 (fig 1-1), la plupart des lignes de forces sont susceptibles de très grandes variations de longueur. Du côté jour elles sont, soit comprimées, soit rejetées en arrière pour former la queue de la magnétosphère (fig. 1-2 ). Du côté nuit, elles sont étirées et pour L supérieur à 10 elles restent ouvertes (régions aurorales, latitude supérieur à  $71^\circ$ ). La valeur du champ à l'équateur diminue très rapidement ; du côté nuit à 9 Re il ne vaut plus que  $10\gamma$  , alors que du côté jour, à la même distance, il est encore de  $70\gamma$  .

Nous nous intéressons dans cette étude aux phénomènes observés en moyenne latitude. Les Pcl sont associés aux lignes de forces dont le pied est dans ces régions ; l'approximation du champ dipolaire sera donc valable; par contre, pour les IPDP la source est située à un L plus élevé.

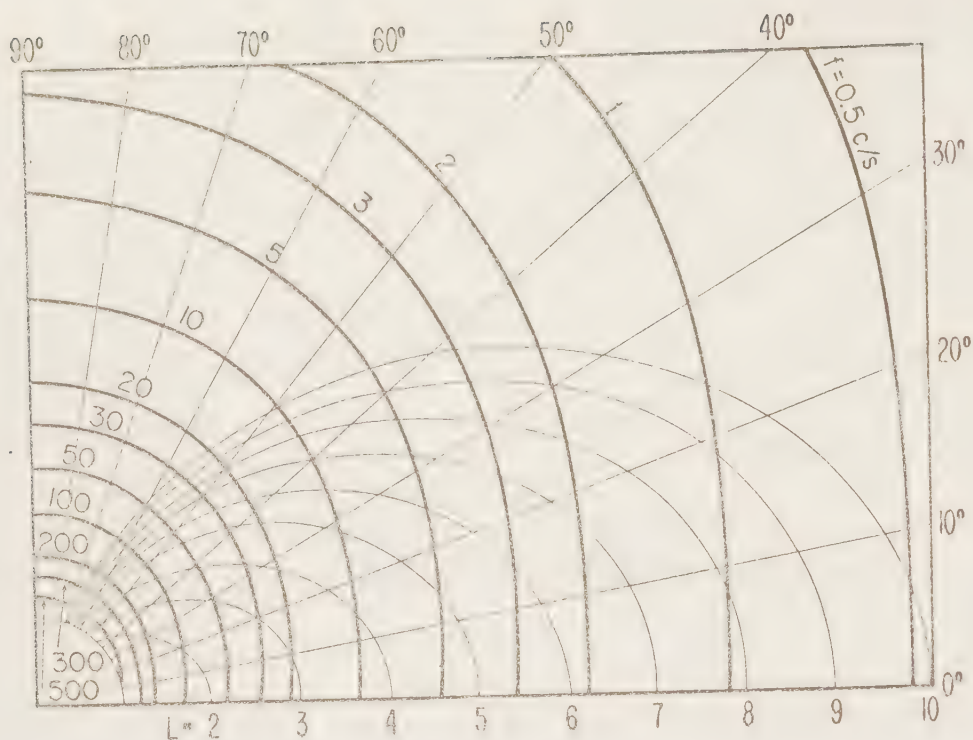


Figure 1-3

Gyrofréquence des protons dans la magnétosphère d'après Dawson (1966). Le champ magnétique est supposé dipolaire.

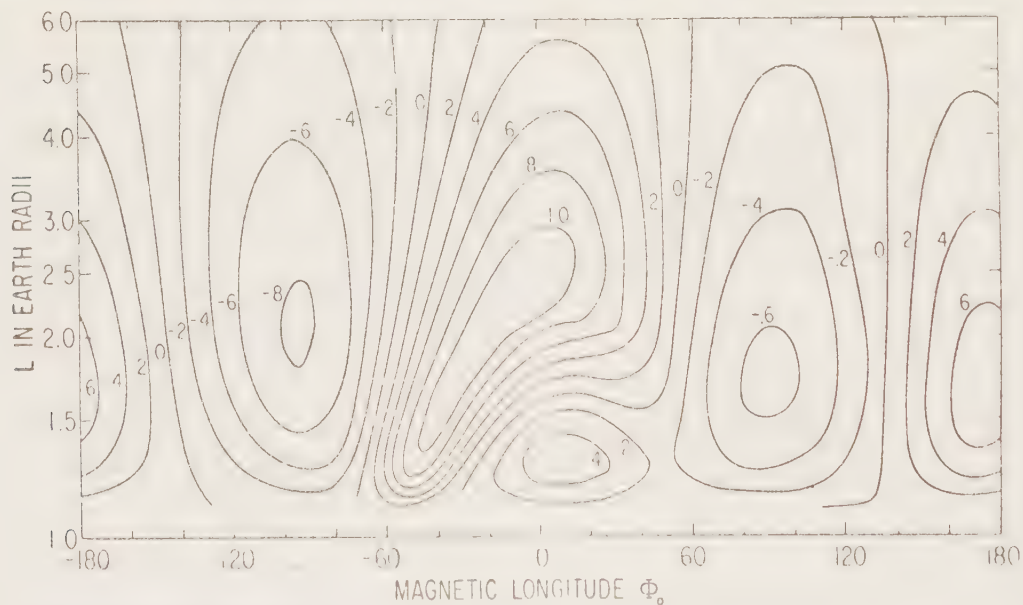


Figure 1-4

Erreur relative en % commise sur la distance du point culminant d'une ligne de force quand l'on fait l'hypothèse d'un champ dipolaire. Elle est donnée en fonction de L et  $\Phi_0$ , d'après une étude Mc Ilwain (1965). Cette carte est tracée pour une altitude de référence de 0,1 rayon terrestre ce qui permet de ne mettre en évidence que les grandes anomalies. Dans ce calcul et erreur n'interviennent que les causes de modification internes au globe.

### 1-1-2 Anomalies

Nos études sont basées sur des mesures au sol. La terre n'étant pas un conducteur homogène, le champ magnétique en son voisinage peut être modifié. Nous montrerons que des perturbations locales peuvent avoir un effet sur la polarisation des pulsations, (effet de bord de mer ou variation de la structure géologique). Cet effet reste cependant localisé au voisinage du sol. Les grandes anomalies magnétiques par contre, peuvent modifier le champ magnétique jusqu'à des altitudes de 1000 km. Ces grandes anomalies modifient principalement le pied des lignes de forces. Pour obtenir une approximation des points conjugués meilleure que celle donnée par le dipôle, des corrections sont nécessaires. Figure 1-4 l'on voit que l'erreur commise sur  $L$  ne dépasse pas 1 % sur tout le globe (pour une altitude de 600 km). Aux longitudes correspondant à nos mesures, ces corrections n'étant que de 0,6 %, nous les négligerons.

Remarquons qu'une approximation du champ magnétique par un dipôle excentré de 350 km dans une direction perpendiculaire au dipôle a été valablement proposée. Elle permet d'obtenir à la fois une bonne description des lignes de force au voisinage du sol et à plusieurs rayons terrestres (350 km négligeable). Ainsi, des problèmes traités en considérant le champ dipolaire, pourront être généralisés par une simple translation.

### 1-1-3 Description temporelle

En période d'agitation magnétique, la configuration des lignes de forces varie énormément dans les zones auro-rales et la magnétopause se rapproche ; au cours de grands orages cette distance peut passer de 10 à 6 rayons terrestres. Mead (1964) a calculé la variation du champ magnétique à l'équateur due à une telle augmentation du flux solaire. (fig. 1-5). L'intensité du champ magnétique observé au sol

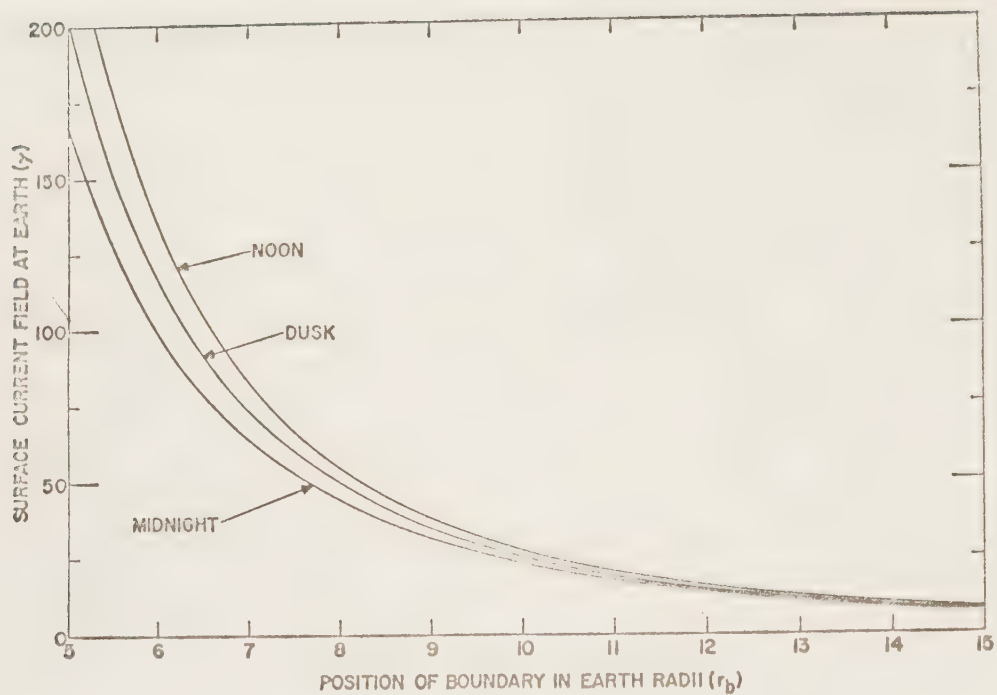


Figure 1-5

Variation de champ mesurée à l'équateur, due à un déplacement de la magnétopause ( $r_b$ ) ; celui-ci correspond à une variation d'intensité du flux solaire. La position de la magnétopause est repérée par sa distance au centre de la terre dans la direction du soleil. Ces courbes sont dues à Mead 1964, elles ont été tracées pour les méridiens de midi, minuit et 6h. La courbe relative à minuit est tracée dans l'hypothèse du modèle de Mead c'est-à-dire en négligeant la couche neutre.

augmente de 90 gammas sur 31.500.

Pour nos calculs nous pourrions ne pas tenir compte de ces variations de champ. Une évaluation plus complète est cependant possible : le modèle de Mead donne une décomposition du champ non dipolaire en harmonique sphérique, en supposant ce champ produit par des courants à la surface de la magnétosphère (en négligeant les anomalies internes). Les plans de l'équateur et du méridien de midi sont supposés être des plans de symétrie. Williams et Mead (1965) Hewson-Browne et autres (1970) complètent ce modèle en introduisant des courants dans la zone neutre de la magnétosphère.

1-2 Profil de densité

La densité  $D_i$  des particules chargées est régulièrement décroissante quand l'on s'éloigne de la terre suivant un rayon terrestre sauf pour une valeur particulière du paramètre  $L$  où elle diminue brusquement. Cette limite  $L_p$  correspond à la plasmopause. La plasmaphère est la partie de la magnétosphère comprise entre la terre et la plasmopause. Après une description morphologique de la plasmopause, nous esquisserons les théories expliquant sa formation. Ce rappel bibliographique permettra de mieux comprendre les lois de variation de densité dans la magnétosphère et les raisons de notre choix d'un modèle particulier. La description des autres paramètres intervenant sera abordée au paragraphe 1-3.

1-2-1 Plasmopause

La position de la plasmopause peut être définie par une fonction  $L = f(\Phi)$ ,  $\Phi$  étant la longitude ; en effet ses limites suivent les lignes de force et sont fonction de l'heure locale. Soit  $L_p$  la valeur moyenne de  $L$ . Quand l'activité magnétique, exprimée par les valeurs  $K_p$  augmente,  $L_p$  diminue selon la loi.

$$L_p = 5,64 - (0,78 \pm 0,12) \sqrt{K_p}$$



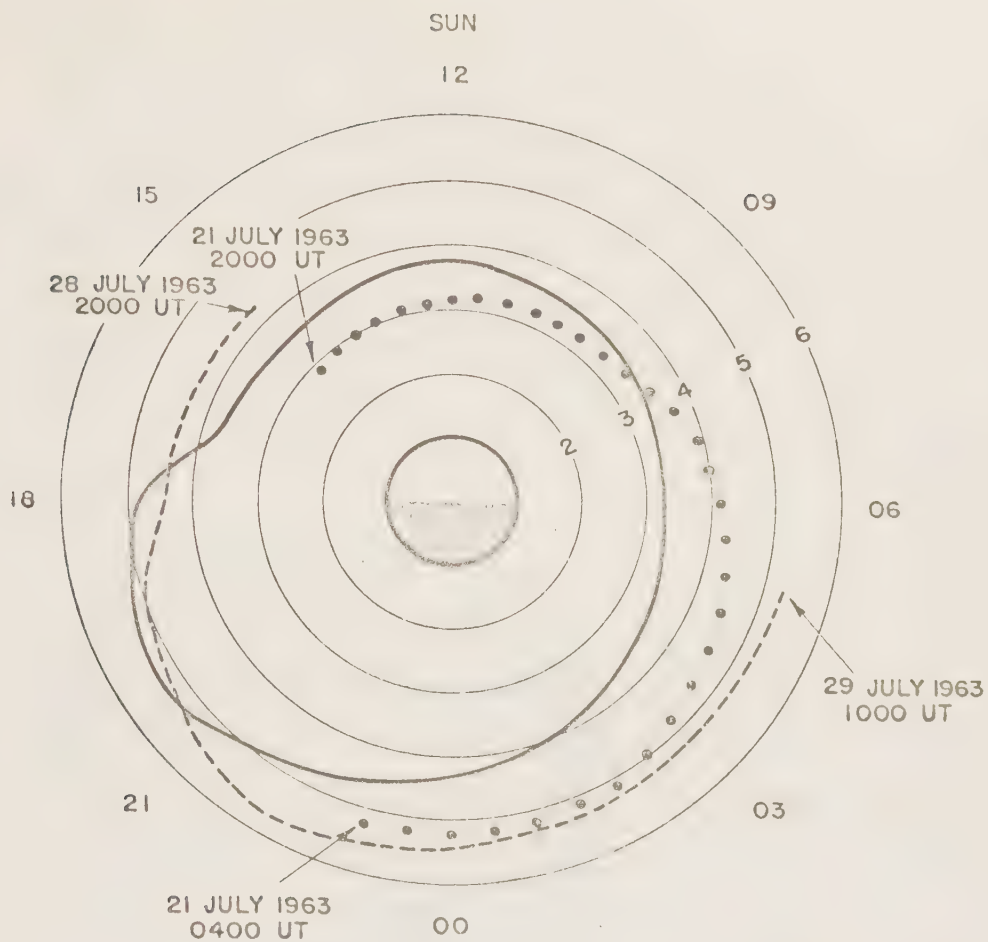


Figure 1-6

Coupe équatoriale de la plasmopause proposée par Carpenter (1966). D'un jour à l'autre le contour varie en particulier dans la zone d'instabilité vers 18h.

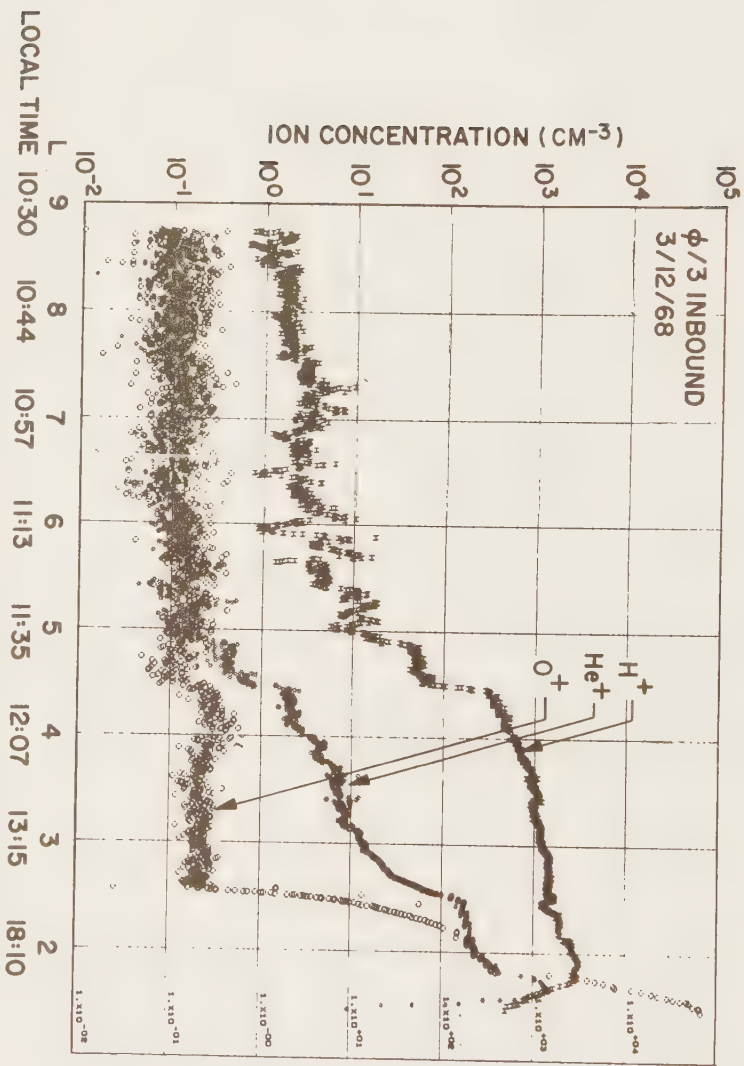


Fig. 3. A typical representation of the plasmopause obtained from the ion spectrometer aboard OGO 5.

Figure 1-7

Mise en évidence de brusques chutes de densité de divers constituants de la magnétosphère. Ces résultats de mesures faites à bord du satellite OGO 5 ont été publiés par Chappel 1970.

Cette loi a été établie par Rycroft (1970) à partir d'observations de sifflements radio-électriques. D'autres auteurs comme Heliwell (1970) proposent l'hypothèse suivante : lors d'un orage magnétique la plasmaphère se vide de ses ions au lieu de se rétrécir ; plutôt qu'une variation de  $L_p$ , l'on aurait une variation de la chute de densité  $D_i - D_e$  à la plasmopause. Le rapport  $D_i/D_e$  qui, en période calme, est de l'ordre de 10 tendrait vers 1 lors de grands orages, le temps de retour à la normale pouvant être de l'ordre de huit jours.

$L_p$  est aussi fonction de l'heure locale. Carpenter (1966) a proposé une courbe limite, présentée figure 6. Elle est déduite de mesures faites sur des sifflements de toute latitude. Selon l'heure locale,  $L_p$  varie entre 3 et 5. Le résultat d'une série de mesures faites à bord de OGO 5 est présenté figure 7. La plasmopause est détectée à 4,5 rayons terrestres. A cette altitude, l'ion  $H^+$  est le principal constituant. Les autres ions  $He^+$  et  $O^+$  présentent une brusque décroissance de densité à la plasmopause et aussi à des valeurs de  $L$  plus faibles. Remarquons que la région située aux environs de 18 h, heure locale, est assez variable, c'est une zone de turbulence. Des mesures faites à bord du satellite OGO 5 (Chappel et autres, 1970) font état de fragments de plasma qui se détachent de la plasmasphère dans cette zone. La plasmopause serait ainsi fractionnée. Ce fait est à rapprocher de l'existence de colonnes d'ionisation, hypothèse permettant d'expliquer convenablement les observations d'échos multiples des sifflements. La densité de colonnes ionisées élevées dans la plasmasphère décroîtrait brusquement à la plasmopause. Les mesures en satellite en peuvent pas mettre en évidence l'existence de telles colonnes ionisées, les résultats étant généralement intégrés sur des distances supérieures à celle à déterminer.

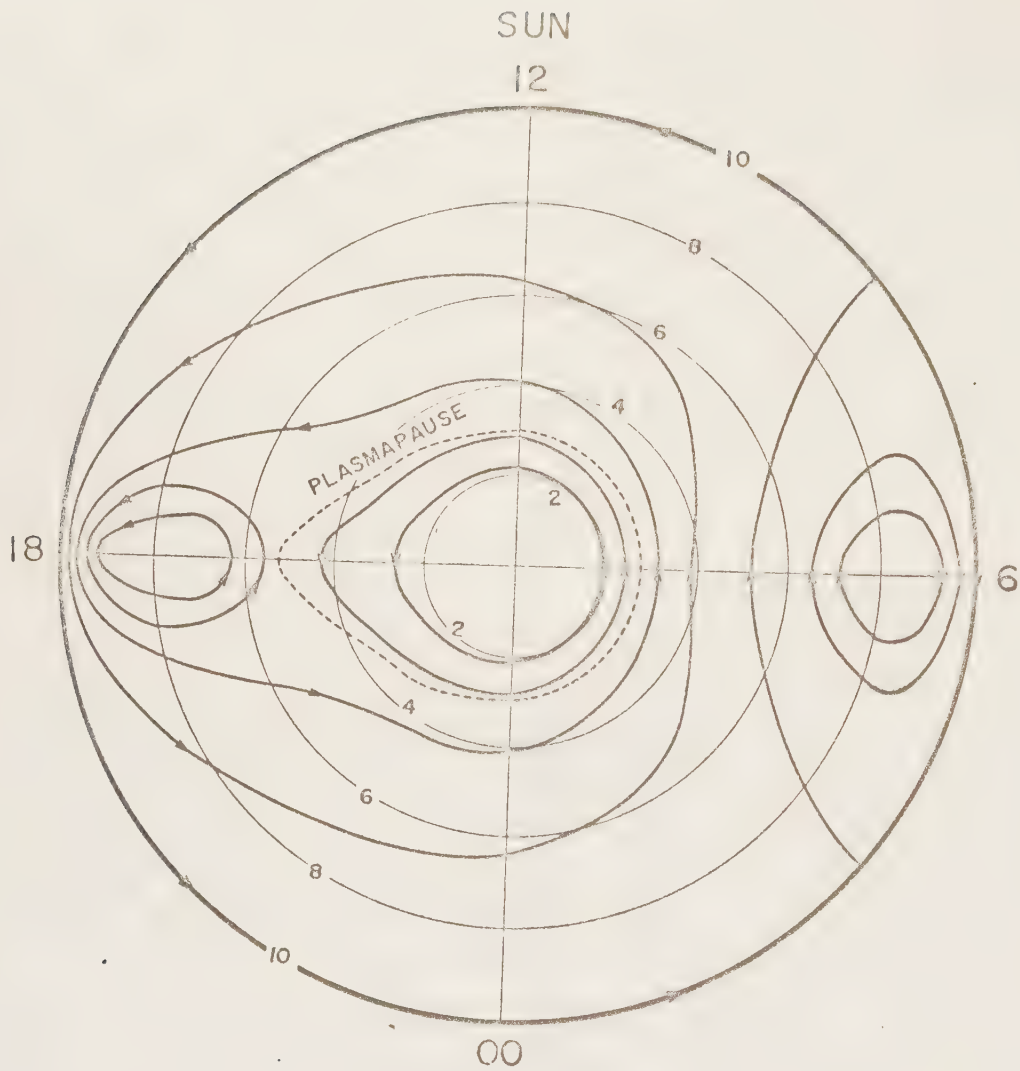


Figure 1-8

Coupe équatoriale des courants dans le modèle de Nishida (1966)

De nuit, des mesures en basse altitude à l'aide du satellite Alouette 1 ont permis de montrer (Rycroft et autres 1970) que la plasmopause ne s'étend pas aux basses altitudes ; au contraire, quand l'on se déplace à altitude constante, l'on constate une diminution de la densité aux latitudes voisines de  $L_p$ . Ceci pourrait être un effet de déplacement des particules de l'ionosphère vers la plasmasphère. Il convient aussi à faible altitude de tenir compte d'autres constituants que l'hydrogène. La variation du poids moléculaire moyen  $M$  en fonction de l'altitude est présentée fig. 1-10. Elle est issue de tableaux de valeurs présentés par Prince et Bostick (1964).

### Formation de la plasmasphère

Une partie des particules ionisées est entraînée dans le mouvement de rotation de la terre. Ce mécanisme a été expliqué par Nishida (1966). Il suppose qu'un courant de convection circulaire dû à la rotation de la terre se superpose à un courant dû au vent solaire (le champ magnétique est supposé confiné dans une sphère de 10 rayons terrestres) La surface limite de la partie liée à la rotation de la terre (fig. 8) s'identifie assez bien à la plasmopause. La brusque décroissance de la densité serait due au fait que les lignes de forces extérieures à la plasmopause sont tout d'abord entraînées dans un mouvement de convection. Puis, quand elles atteignent la région de la queue de la magnétosphère, elles s'ouvrent et laissent alors s'échapper le plasma contenu dans les tubes de force correspondants. Lorsqu'elles se reconnectent, le nouvel équilibre basé uniquement sur la diffusion n'a pas le temps de s'établir avant une nouvelle rupture. Cette théorie est toutefois simplifiée, elle ne tient compte, ni des particules neutres, ni du gradient de force introduit par la rotation de la plasmasphère.



### 1-2-3 Lois de variation de la densité de plasma

Nous avons vu que la densité est régulièrement décroissante dans la plasmasphère et en dehors de celle-ci. Avant de présenter le modèle que nous avons choisi pour nos calculs théoriques, nous rappellerons dans ce paragraphe quels ont été les divers modèles utilisés jusqu'à présent. Nos calculs ne sont faits que pour les régions situées au-dessus de l'ionosphère et nous n'avons pas à choisir de loi de variation dans ce milieu. Cependant, cette région a été l'objet de nombreuses études (sondage ionosphérique par le haut et par le bas) et la valeur de la densité y est bien connue. Le modèle que nous avons choisi devra se raccorder au profil moyen de l'ionosphère. A des distances de 7 rayons terrestres, la densité des protons n'est plus que de  $1\text{cm}^{-3}$ . Selon les auteurs, divers profils passant par ces deux limites ont été proposés, en l'absence de plasmopause à partir de considérations expérimentales ou théoriques.

#### - Expérimentalement

- Prince et Bostick (1964) ont publié des tableaux de valeur de densité de particules neutres et ionisées ainsi que de leur température dans diverses conditions : jour, nuit, période solaire calme ou active. Au-dessus de 3000 km, ces courbes varient approximativement en  $1/R^3$ .

- Pour l'étude des sifflements radioélectriques, un modèle "gyrofréquence" est généralement utilisé afin de simplifier les calculs. La densité  $N$  est alors proportionnelle au champ magnétique  $B$ . (Helliwell 1965, Gollet 1963).

- Un modèle en  $\exp(3R^{-1})$  a été proposé par Johnson, 1968 il suppose l'équilibre obtenu à une température de  $1250^\circ\text{K}$  dans un champ gravitationnel.

- D'autres modèles en  $R^{-3}$ ,  $R^{-4}$  et  $R^{-5}$ , ont été utilisés par Kenney et autres (1968) pour la détermination de densité à partir de mesures de Pcl.

- Au delà de la plasmopause, Angerami et Thomas (1964) ont comparé leurs résultats (à partir de sifflements)



avec un modèle en  $1/R^4$  .

- À partir de considérations théoriques, divers modèles ont été proposés : successivement :

- Dungey (1954) obtient une loi en  $\exp(2,5 R^{-1})$ , les particules étant en équilibre thermique sans champ magnétique.
- Johnson (1960) et Smith (1960) ont complété ce modèle en introduisant un terme dû à la force centrifuge et un terme proportionnel à la gyrofréquence, pour tenir compte du champ magnétique.
- Angerami et Thomas ont tenu compte de la force centrifuge, de la gravitation, du couplage ion-électron, ils supposent les charges guidées par le champ magnétique.

#### 1-2-4 Modèles utilisés dans nos calculs

Nous avons utilisé des profils de densité différents selon que l'on se trouve dans ou à l'extérieur de la plasmopause afin de rendre compte de la discontinuité qui existe à cette limite.

A l'intérieur de la plasmopause, nous avons utilisé le modèle :

$$(1) \quad D_i = a'/R^3 \text{ m}^{-3} \quad \text{avec } a' = 0,64.10^{22}, \text{ R en km}$$

Il est voisin des profils proposés par Prince et Bostick (1964) et du type "gyrofréquence". A l'extérieur de la plasmopause nous avons utilisé une formule plus complexe :

$$(2) \quad D_e = aR^2 - bR + c$$

R est la distance au centre de la terre ( $a = 0,52.10^{-8}$  ;  $b = 0,51.10^{-3}$  et  $c = 27$ ).

Au-delà de 8 rayons terrestre, ce profil n'est plus valable, car le terme en  $R^2$  devient prépondérant à cette distance ( $b/2a \neq 50\,000$ ).

- b et c fixent les valeurs que la densité aurait au sommet de l'ionosphère

- a est tel que de  $D_i/D_e$  reste de l'ordre de 10 de part et d'autre de la plasmopause, indépendamment de la position de celle-ci tant que  $7 > L_p > 4$ . En dehors de l'équateur, quand l'on traverse la plasmopause suivant un rayon, la chute de densité est moindre. Cette traversée se fait sur une courte distance : Taylor (1968) a trouvé, avec OGO 1 et 3, des épais-



le long d'un rayon. Les valeurs limites étant données par les équations (1) et (2) ci-dessus, les deux profils se recoupent à 3500 km. Nous admettrons que l'équilibre électrique est atteint, les champs électriques sont ainsi négligeables et les densités d'électrons et d'ions sont égales.

### 1-3 Type de plasma considéré

Notre étude théorique se limitera pratiquement à la plasmasphère au-dessus d'une altitude de 3000 km. La plasmasphère est constituée de particules ionisées soumises au champ magnétique terrestre. Pour établir les équations de propagation dans ce milieu, nous allons montrer dans ce paragraphe qu'une description macroscopique est possible. Les paramètres qui interviennent dans les équations sont alors des moyennes portant sur de nombreuses particules individuelles. En d'autres termes, les particules sont liées entre elles de la même façon que dans un fluide. Nous montrerons que le facteur de cohésion des particules est le champ magnétique : c'est pourquoi les équations résultantes sont dites hydromagnétiques. Pour étudier ces approximations, il nous faut comparer les différentes longueurs caractéristiques du milieu en fonction de l'altitude. La vitesse d'Alfven constitue une bonne approximation de la vitesse de propagation des ondes hydromagnétiques de basse fréquence. Nous étudierons donc successivement les diverses fréquences de collisions, la vitesse d'Alfven, la vitesse d'agitation thermique, le rapport des densités des particules thermiques et énergétiques.

#### 1-3-1 Magnétoplasma non collisionnel

Un plasma est dominé par le champ magnétique si, entre deux collisions, les particules qui les composent ont effectué un grand nombre de gyrations. Dans le cas présent,  $\omega_B \gg \nu$  aux altitudes supérieures à 600 km, nous sommes donc en présence d'un magnétoplasma (fig. 1-9).

Sur la figure 1-9 l'on voit que la gyrofréquence des protons ne devient comparable à celle des pulsations étudiées qu'au delà de 6 rayons terrestres. Nous considérerons donc

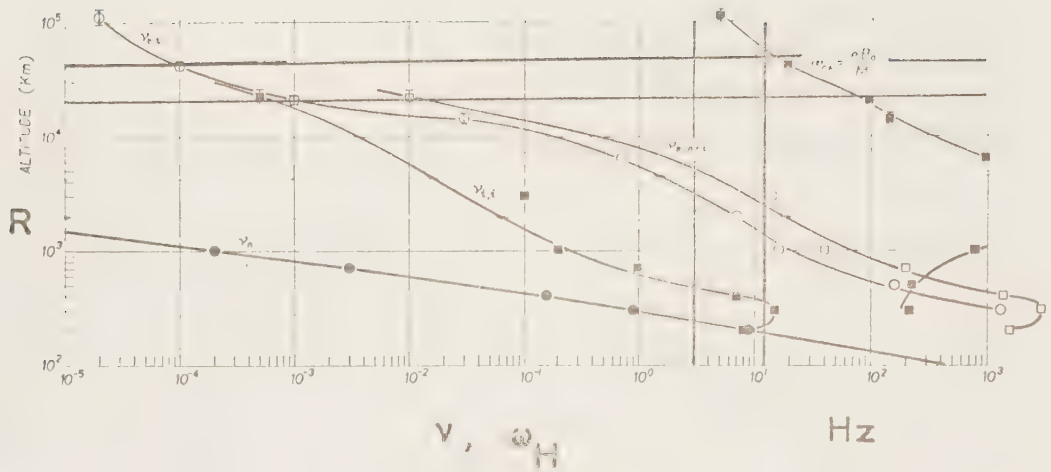


Figure 1-9

Valeurs de la pulsation gyromagnétique des protons et des diverses fréquences de collision en fonction de l'altitude, d'après Kikuchi (1968). Les valeurs extrêmes de la position de la plasmopause et des pulsations des ondes étudiées sont indiquées ( $L = 3$  à  $7$ ,  $f = 0,3$  à  $2\text{Hz}$ )

que, à l'intérieur de la plasmopause,  $f$  est inférieur à  $F_H$ .

Diverses particules sont à considérer : les électrons, les ions et les particules neutres. La plasmasphère n'est pas un milieu complètement ionisé ; le rapport des densités  $D_i/D_n$  est de  $10^{-10}$  à 90 km d'altitude ; il ne dépasse 0,1 qu'à partir de 1500 km ; au niveau de la plasmopause il est de l'ordre de 1. Sur la figure 1-9 'on voit que - au-dessus de 6000 km, toutes les fréquences de collision sont très petites devant la pulsation des ondes (0,5 Hz à 2 Hz).

- au-dessous de 6000 km, les collisions électrons-ions interviennent ; tant que la fréquence de plasma  $F_p$  est supérieure à  $F_H$  ( $h > 80$  km) l'effet produit est équivalent à une modification de la masse des électrons ; celle-ci est multipliée par un facteur  $1 + i \nu_{ei} / \omega$ . La conductivité longitudinale sera la seule modifiée.

- au-dessous de 700 km, l'effet des chocs devient prépondérant sur celui du champ magnétique. Les phénomènes d'absorption deviennent importants.

Dans la gamme de fréquence considérée les collisions sont donc négligeables dans une grande partie de la magnétosphère. Ce plasma est donc du type non collisionnel ; dans ces conditions, une théorie macroscopique du milieu (Quemada, 1968) n'est possible que si, compte tenu que  $\omega \ll \omega_b$ , de ce la vitesse d'agitation thermique est négligeable devant la vitesse de phase : les ondes sont alors dites rapides.

### 1-3-2 Vitesse d'Alfvén

En propagation longitudinale, les indices solution des équations de propagation tendent vers une même limite  $1 + K$  avec :

$$K = \left( \frac{D M m}{B^2 \epsilon_0} \right)^{1/2}$$

où  $D$  est la densité,  $M$  la masse moléculaire,  $m$  la masse de l'ion hydrogène et  $B$  le champ magnétique. Dans nos conditions où le champ magnétique est faible,  $A$  est beaucoup plus grand que 1 et la vitesse de phase est :

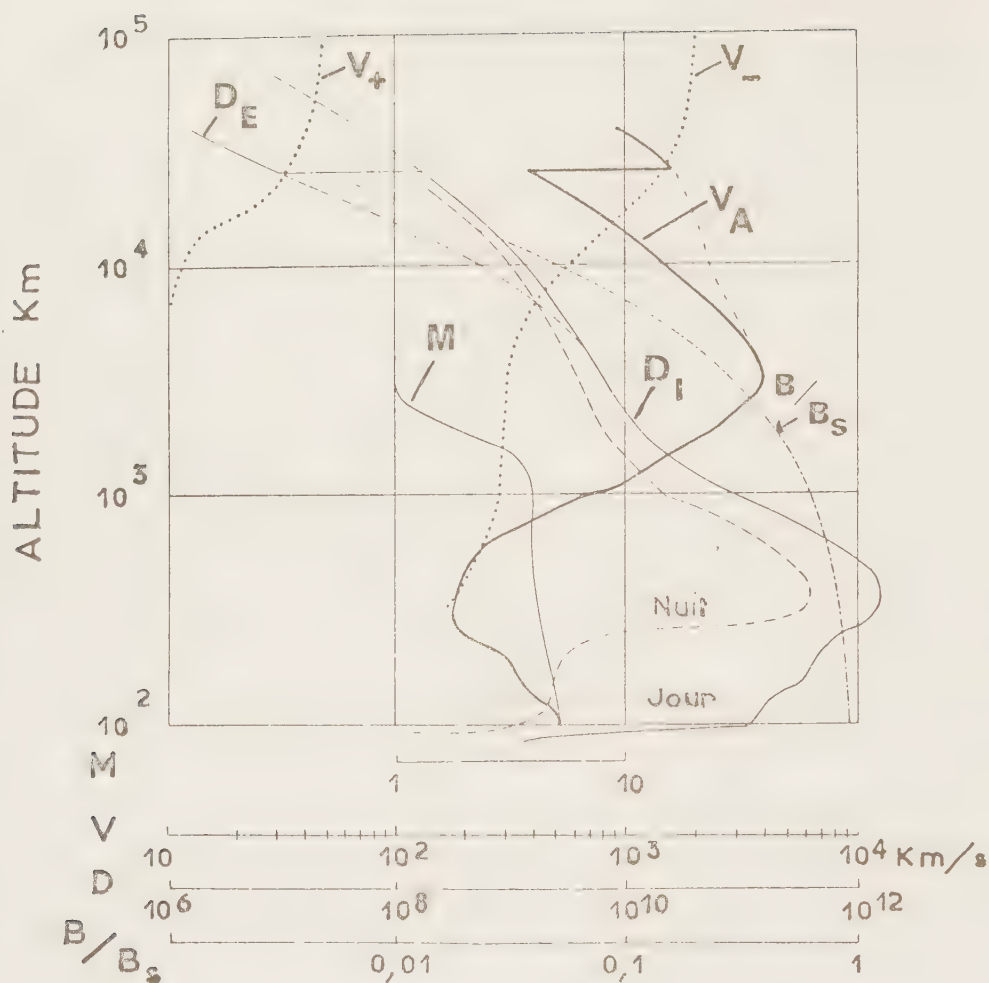


Figure 1-10

Variation en fonction de l'altitude selon une verticale

- de la masse moléculaire moyenne  $M$

- des densités de plasma à l'intérieur  $D_i$  et à l'extérieur  $D_E$  de la plasmasphère. (Le profil de nuit est donné à titre indicatif).

- de la vitesse d'Alfvén :  $V_A$

- des vitesses d'agitation thermiques des ions  $V_+ = \left( \frac{2KT_i}{m_i} \right)^{1/2}$

$V_- = \left( \frac{2KT_e}{m_e} \right)^{1/2}$

- du champ magnétique rapporté au sol.

Sur la figure 1-10, nous avons tracé les variations de  $V_A$  en fonction de l'altitude dans le plan équatorial.

Trois parties distinctes apparaissent :

- Dans l'ionosphère  $V_A$  est proportionnelle à  $D^{-1/2}$  ; dans cette partie, la vitesse passe donc par un minimum qui suit les variations de l'ionosphère. Des ondes se propageant horizontalement peuvent être alors guidées. Les caractéristiques de ce guide appelé SMIG (sub magneto-ionosphérique guide) suivent l'évolution de l'ionosphère ; elles sont très variables suivant que l'on est de jour ou de nuit. La brusque décroissance de M qui passe de 4 à 1 entre 1500 km et 3000 km fixe la limite supérieure du guide ; son altitude est fonction des températures du milieu (Nicolet, 1964).
- Au-dessus de 3000 km à l'intérieur de la plasmopause, nous sommes proches du modèle gyrofréquence. La vitesse d'Alfvén varie comme  $B^{1/2}$  sauf quand l'on traverse la plasmopause. Elle augmente alors brusquement du fait de la chute de densité. Ainsi dans la mesure où les ondes ne sont pas uniquement guidées par le champ magnétique, un guidage analogue au SMIG est possible dans la plasmasphère. Il n'est plus fonction de l'altitude mais de la valeur de L.
- Au delà de la plasmopause, la vitesse d'Alfvén décroît régulièrement suivant un rayon.

Les valeurs numériques sont, à titre indicatif : 200 km/s au minimum dans le SMIG, 4000 <sup>km/s</sup> à la limite supérieure du guide, 500 et 1500 <sup>km/s</sup> de part et d'autre de la plasmopause. Les valeurs exactes de densité peuvent être déterminées pour des cas particuliers comme nous l'avons déjà mentionné. Ces déterminations supposent connues les lois de variation en valeur relative, les chiffres cités ici ne servent qu'à fixer les ordres de grandeurs.

### 1-3-3 Vitesse d'agitation thermique et particules énergétiques

Les particules sont animées d'une certaine agitation thermique, celle-ci ne modifie pas la propagation de l'onde tant que les distances parcourues pendant une période



restent inférieure à la longueur d'onde. En dehors des particules en équilibre thermique, il existe des particules dites énergétiques elles sont animées d'une grande vitesse. Dans certaines conditions, elles peuvent entrer en inter-action avec l'onde et l'amplifier.

Dans cet exposé, nous laisserons de côté l'étude de l'origine des ondes (Gendrin, 1970, Liemohn, 1969) pour ne nous intéresser qu'à leur propagation ; seules les particules ayant certaines énergies sont susceptibles de modifier la propagation. De telles particules entrent en inter-action avec les ondes hydromagnétiques et les amplifient dans certaines conditions. Les énergies d'inter-action sont de l'ordre de 20 KeV pour les protons et 3 MeV pour les électrons à  $L = 4$  (Gendrin, 1967). La densité de ces particules énergétiques est faible par rapport à la densité des particules thermiques, et dans notre étude théorique nous négligerons leur effet. Nous considérons les ondes comme déjà générées et cherchons à savoir comment elles se propagent.

Les courbes de vitesse d'agitation thermique électronique  $V_-$  et ionique  $V_+$  tracées par Kikuchi (1968) sont présentées figure 1-10;  $V_+$  est toujours négligeable devant  $V_A$ . Il n'en est pas de même de  $V_-$  qui devient égale à  $V_A$  à 20000 km cependant la masse des électrons étant très faible devant la masse des ions, les effets produits par le passage de l'onde restent faibles puisque les électrons restent liés aux ions.

Il est à noter que les électrons et les ions ont des températures différentes. Par exemple, jusqu'à 1000 km les électrons sont deux fois et demi plus chauds, Petit, 1968, et de 100 à 1000 km, leur température passe de 1000 à 4000°K. Du fait de l'existence du champ magnétique, d'autres interactions pourraient avoir lieu pour des déplacements de particules perpendiculairement à  $B$ . Elles ne sont pas possibles ici car le rayon de giration des particules (sous l'effet des

Figure 1-11

Exemple de spectre de Pcl à Lerwick le 28-12-67 et à Chambon-la-Forêt le 9-9-66.

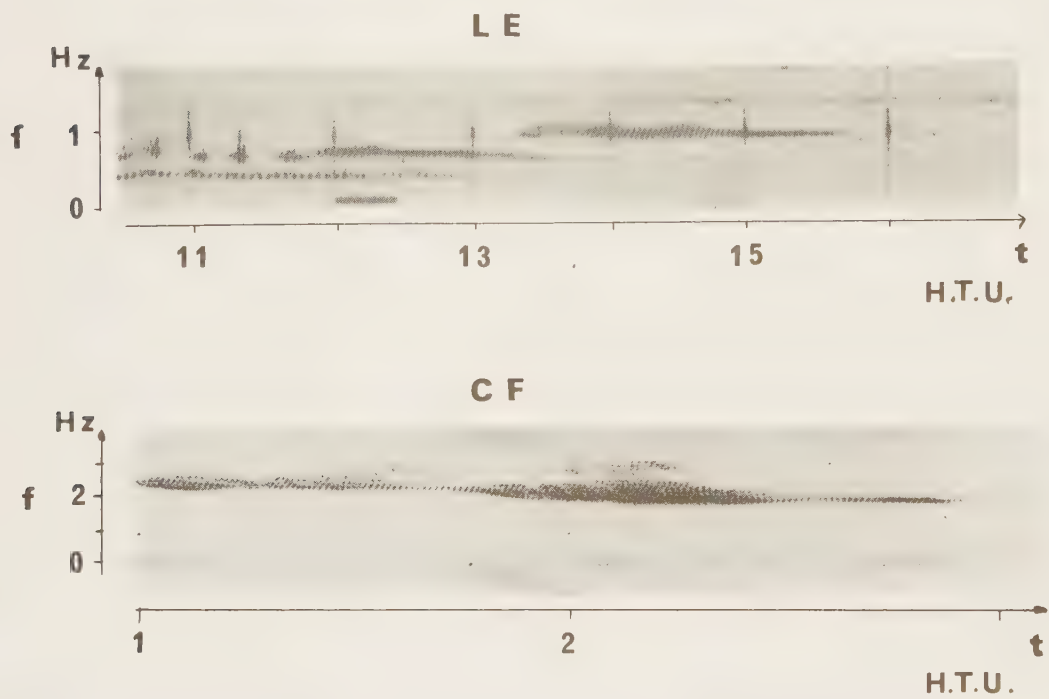
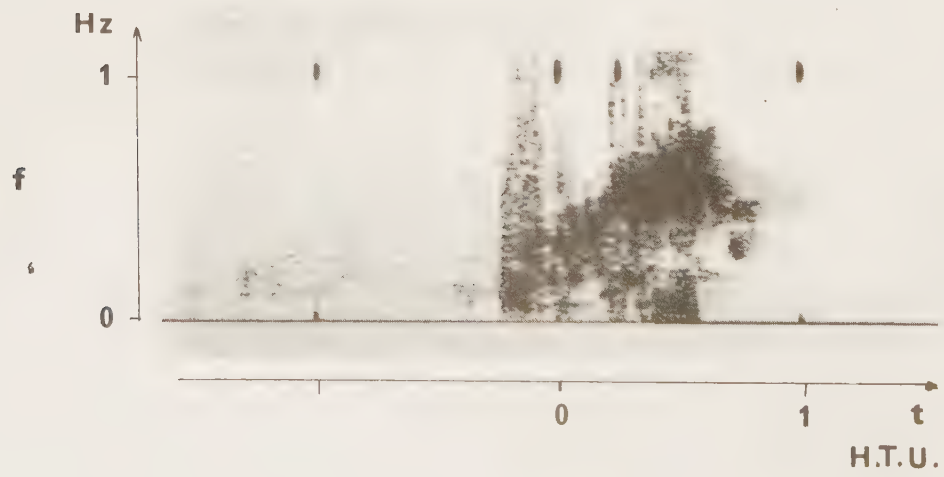


Figure 1-12

Exemple de spectre d'IPDP à Chambon-la-Forêt le 26-5-67



vitesse thermiques et du champ) est toujours inférieur à la longueur d'onde. Il nous sera possible d'appliquer les théories dites collectives à la plasmasphère.

#### 1-4 Description générale de Pcl et IPDP

Pour permettre au lecteur d'apprécier les progrès apportés par cette thèse nous rappellerons dans ce paragraphe les caractéristiques générales des Pcl et IPDP (Saito 1969). Au paragraphe suivant, nous préciserons les équations usuellement utilisées pour décrire leur propagation.

Le spectre des variations magnétiques dont l'amplitude est fonction de la fréquence, peut être divisé en deux parties : un spectre continu et un spectre de bande. Les études précédentes (Glangaud, 1966a-b, 1967 a) ont montré que le spectre continu a une forme relativement indépendante de l'activité magnétique, seul le niveau général augmente. Parmi les spectres de bande, les Pcl (fig. 1-11) correspondent au domaine de 0,2 à 5 s. Des pulsations de 5 Hz ont un caractère exceptionnel, elles ne sont observées qu'en moyenne latitude (Glangaud, 1967b). Les fréquences prédominantes sont de 0,7 à 1,5 Hz. Les IPDP sont des pulsations particulières de la classe de Pil (1 à 40 s). Elles sont caractérisées par des spectres variables dans le temps (fig. 1-12). La fréquence dominante croît de 0,1 à 1 Hz en un temps de l'ordre de la demi-heure. La compréhension générale des Pcl et IPDP commence à être possible. Ces pulsations forment, en effet, un groupe de caractéristiques bien spécifiques. Nous allons présenter tout d'abord les propriétés classiques des Pcl et IPDP.

Les IPDP prennent leur source dans le plan équatorial à des valeurs de L comprises entre 6 et 13 rayons terrestres (Kenney J.F. et autres, 1968). Ils sont corrélés à des précipitations de protons lors de l'augmentation de l'activité magnétique (Gendrin 1968 et autres). Ils se produisent lors de l'ouverture de lignes de forces correspondantes, ils n'ont pas



quelques éléments structurés.

Les Pcl sont des oscillations hydromagnétiques qui se propagent d'un hémisphère à l'autre dans un mode bien déterminé. Ils sont générés dans la région équatorial, au niveau de la plasmopause. Certaines théories supposent que ces ondes sont réamplifiées à chaque passage dans la région équatoriale. Ceci permettrait d'expliquer la longue durée de ces phénomènes. Il est courant que l'on puisse reconnaître des allers et retours successifs de paquets d'ondes pendant plus d'une heure le temps d'un aller et retour étant de l'ordre de 2 mn).

- Les polarisations de Pcl observées entre points conjugués sont en moyenne de sens opposé (Gendrin et autres, 1966 a).
- Pour les Pcl, les écarts de temps d'arrivée sont en deux points conjugués, voisins de la moitié de la période de répétition ; les ondes correspondant aux IPDP arrivent presque simultanément (Gendrin et autres, 1966 b).
- Entre points d'un même hémisphère, les différences entre les temps d'arrivée de Pcl sont de l'ordre de la seconde (Manchester, 1966).
- Les IPDP apparaissent aux environs de 18 h (heure locale) alors que les Pcl sont présents de jour, avec un maximum vers 10 h, si l'on fait abstraction des effets de l'ionosphère.
- L'amplitude de ces pulsations varie entre quelques milligammas et 100 milligammas.

Nous pouvons dès maintenant dégager un certain nombre de problèmes qui se posent :

- Comment peut-on reconnaître que deux observations faites au sol en des points distincts correspondent au même phénomène ?
- Quelle est l'extension de ce phénomène au sol ?
- Est-il possible par des mesures au sol de préciser le volume de l'espace concerné par ces pulsations ? Certains auteurs supposent que c'est la dimension de la source qui fixe la zone intéressée, seule serait réamplifiée la partie de l'onde repassant dans la zone d'inter-action. Mais alors, comment expliquer théoriquement que ces ondes passent deux fois au même endroit, alors que les calculs de Kitamura et Jacobs



- Est-il possible d'expliquer la dissymétrie des trajets aller et retour (observés entre points conjugués) ?
- La polarisation observée au sol est-elle uniquement fonction de l'hémisphère d'observation ?
- Si ces phénomènes se propagent suivant une ligne de force donnée, comment parviennent-ils au sol à diverses latitudes ?
- Pourquoi les montées en fréquence que l'on voit sur les spectres fréquence-temps sont-elles discontinues ?

Notre étude apportera quelques éclaircissements à ces problèmes

#### 1-5 Etude de la propagation

La magnétosphère est un milieu anisotrope. Les équations de propagation des ondes UBF se simplifient du fait que  $f < F_p < f_p$  et  $f < f_H$ ,  $F_p$  et  $f_H$  sont les fréquences de plasma et gyrofréquence des électrons,  $F_H$  la gyrofréquence des protons  $F_p$  la fréquence de plasma des protons. De plus, si l'on exclut le cas où la normale à l'onde est perpendiculaire au champ magnétique, l'on obtient une simplification des calculs qui est exposée au § 1-5-2. Nous montrerons au § 1-5-4 que les méthodes de mesure classique de densité faites à partir des temps de propagation sont en contradiction avec les résultats des tracés de rayon classiques présentés § 1-5-3.

##### 1-5-1 Equation de propagation

Dans la magnétosphère le plasma peut être considéré comme froid. Au delà de 4 rayons terrestres, la température ne varie plus beaucoup, le rapport  $\beta$  de la pression cinétique à la pression magnétique varie donc comme  $1/V_A$ . A 4 rayons terrestres :

$$D = 2.10^8 \text{ m}^{-3}, \quad B = 0,315.10^{-6} \text{ Tesla}, \quad V_{T-} = 10^6 \text{ m/s}, \quad T = 1.500^\circ\text{K}$$

$$KT = 0,13 \text{ eV} = 0,20 \cdot 10^{-19} \text{ joules},$$

$$P_c = D K T : P_m = \frac{B^2}{2 \mu_0} : \beta = P_c / P_m = 1,1 \cdot 10^{-4}$$

reste toujours inférieur à  $10^{-3}$ .

L'équation de dispersion relie le vecteur indice  $N$  aux valeurs caractéristiques du milieu et de la direction de propagation.

Les valeurs des fréquences de plasma et gyrofré-



$$\omega_p = \left( \frac{D}{m_e} \right)^{1/2} ; \Omega_p = \left( \frac{D}{m_i} \right)^{1/2} ; \omega_H = \frac{B}{m_e} ; \Omega_H = \frac{B}{m_i}$$

soit en valeurs numériques (système MKSA)

$$\omega_p = 56,4 \sqrt{D} ; \Omega_p = 1,316 \sqrt{D}$$

$$f_p = 8,975 \sqrt{D} ; F_p = 0,2094 \sqrt{D}$$

$$\omega_H = 1,756 \cdot 10^{11} \cdot B ; \Omega_H = 0,9570 \cdot 10^8 \cdot B$$

$$f_H = 0,3573 \cdot 10^{11} \cdot B ; F_H = 0,1523 \cdot 10^8 \cdot B$$

les indices e et i se rapportent aux électrons et aux ions.

Nous utiliserons le tenseur diélectrique réduit X

$$(D = \epsilon_0 \cdot X \cdot E)$$

$$X = \begin{pmatrix} X_1 & -iX_2 & 0 \\ iX_2 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & X_3 \end{pmatrix}$$

Il est possible d'obtenir des expressions simples de  $X_i$ . En effet, dès que  $f < 25\text{Hz}$   $\omega \ll \Omega_p < \omega_p$

d'autre part  $F_H > 1$  donc  $f_H > 0,2 \cdot 10^4 > f$   $\omega \ll \omega_b$

d'où avec  $a = f/F_H$

$$X_1 = \frac{\omega_p^2}{\omega_b \Omega_b} \frac{1}{1 - a^2}$$



$$X_2 = \frac{a^2 \omega_p^2}{(1 - a^2) \omega \omega_b} = a X_1$$

$$X_3 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

En choisissant l'axe Z le long du champ magnétique, l'équation de dispersion déduite des équations de Maxwell à la forme suivante (Quemada 1968):

$$AN^4 - BN^2 + C = 0$$

$\theta$  étant l'angle entre B et N :

d'où

$$N^2 = \frac{1}{2A} (B \pm \Delta) \text{ avec}$$

$$A = X_1 \sin^2 \theta + X_3 \cos^2 \theta$$

$$B = (X_1^2 - X_2^2) \sin^2 \theta + X_1 X_3 (1 + \cos^2 \theta)$$

$$C = X_3 (X_1^2 - X_2^2)$$

$$\Delta^2 = (X_1^2 - X_2^2 - X_1 X_3)^2 \sin^4 \theta + 4 X_2^2 X_3^2 \cos^2 \theta$$

$$\frac{X_1}{X_2} = \frac{\omega_b}{\omega} \frac{1}{a} \gg 1 \quad \text{car } a \ll \frac{\omega_b}{\omega} \quad \text{ce qui est toujours le cas}$$

Dans l'expression de A, le deuxième terme devient prépondérant à condition que :

$$\frac{X_3 \cos^2 \theta}{X_1 \sin^2 \theta} \gg 1 \text{ soit en posant } \tan \theta_r = \frac{X_3}{X_1} \frac{1}{1 - a^2} = \frac{\omega_b \Omega_b}{\omega^2} = \frac{\omega_b}{\Omega_b} \frac{1}{a^2}$$



$$\operatorname{tg} \theta \ll \operatorname{tg} \theta_r (1-a^2)$$

Cette condition ( $X_3$  devenant prépondérant) est toujours vérifiée pour :

$$\theta < 89^\circ \text{ et } f/F_H < 0,985$$

les expressions de A, B, C, D deviennent alors :

$$A = \frac{\omega_p^2}{\omega} \cos^2 \theta = X_3 \cos^2 \theta$$

$$B = \frac{\omega_p^4 (1 + \cos^2 \theta)}{\omega \omega_b \Omega_b (1-a^2)} = X_1 X_3 (1 + \cos^2 \theta)$$

$$C = \frac{\omega_p^6}{[\omega_b \Omega_b (1-a^2)]^2} = X_3 X_1^2$$

$$\Delta^2 = X_1^2 X_3^2 \sin^4 \theta + 4 X_2^2 X_3^2 \cos^2 \theta$$

Les solutions approchées au premier ordre de l'indice sont donc :

$$\begin{aligned} N_{01,2}^2 &= \frac{X_1^2}{2 \cos^2 \theta} \left( (1 + \cos^2 \theta) \mp (\sin^4 \theta + 4 \cos^2 \theta X_2^2 X_1^3)^{1/2} \right) \\ &= \frac{\Omega_p^2 D}{2 \cos^2 \theta \omega_b^2 (1-a^2)} \end{aligned}$$

$$\text{en remarquant que } \frac{\omega_p^2}{\omega_b} = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_b}$$

$$\text{avec } D = 1 + \cos^2 \theta + D' \text{ et } D' = (\sin^4 \theta + 4a^2 \cos^2 \theta)^{1/2}$$

#### 1-5-2 limites de la direction de la normale à l'onde

Pour évaluer la validité de cette approximation quand l'angle  $\theta$  est voisin de  $90^\circ$ , nous avons divisé l'équation de dispersion en deux parties I et J.. La solution du premier ordre  $N_0$  est une solution exacte de I :

$$I = \cos^2 \theta (N^2 - N_{0,1}^2) (N^2 - N_{0,2}^2)$$

en développant selon les termes  $N - N_0$ ,  $N_1$  est solution de

$$J(N_0, \theta) + (N_1 - N_0) \left. \frac{\partial I}{\partial N} \right|_{N_0} = 0$$

d'où la précision relative



$$\frac{N_1 - N_{01}}{N_{01}} = \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 \theta_r} \quad F(\theta, a) \neq \frac{1}{2} \left( \frac{\tan \theta}{\tan \theta_r} \right)^2 \quad (\text{Lacoume 1970})$$

Pour des valeurs de  $\theta$  proches de  $90^\circ$ , l'angle limite en fonction de  $\theta_r$  est :

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \left( \frac{\pi}{2} - \theta_r \right) \sqrt{\frac{N}{2\Delta N}}$$

D'autre part, quand  $a$  devient très petit devant 1, aux basses fréquences, les solutions de l'indice deviennent :

$$N_1^2 = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_b^2} \quad (\text{signe } -) \quad ; \quad \text{et} \quad N_2^2 = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_b^2} \frac{1}{\cos^2 \theta} \quad (\text{signe } +)$$

Les modes de propagation correspondants ont reçu diverses dénominations. Le premier est le mode "lent", compressionnel, le second "rapide", torsionnel. Ceci provient du fait que cette solution est la limite de plusieurs solutions.

### Solution

Les dénominations "compressionnel" et "torsionnel" a été introduit par Quemada (1968). Elles proviennent d'une description du mouvement des ions par rapport à l'axe du champ magnétique

- Les dénominations "lent" et "rapide" s'applique aux vitesses de phase et non au mouvement des particules.

D'autre part, dans les cas particuliers où la propagation se fait parallèlement aux lignes de force, (onde transversale) le premier mode constitue la limite des modes droit et gauche quand  $F$  tend vers zéro. Cette terminologie s'appliquant au sens de polarisation. Pour une propagation perpendiculaire à  $B$ , la seconde solution s'identifie au mode extraordinaire utilisé dans l'étude des VLF.

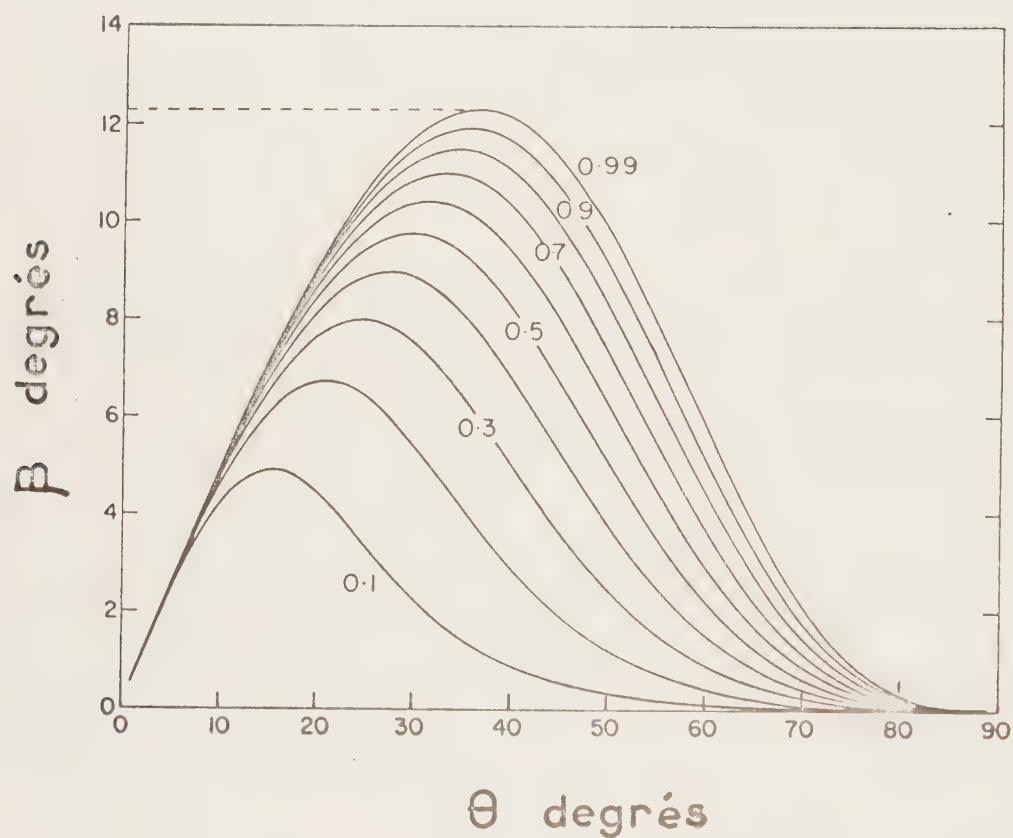


Figure 1-13

Variation de l'angle  $\beta$  que fait le rayon avec le champ magnétique, en fonction de l'angle  $\theta$  (normale à l'onde avec le champ magnétique), pour diverses valeurs du rapport  $a = F/F_H$ . Cette courbe est due à Kitamura et Jacobs (1969).

### 1-5-3 Trajectoire des Pcl

Les surfaces des indices sont quasi sphériques pour le mode lent. Pour le mode rapide elles diffèrent des plans perpendiculaires au champ magnétique. Cela signifie que les Pcl sont en première approximation guidés par le champ magnétique. Toutefois, aux fréquences élevées et à grande distance de la terre, les rayons peuvent s'écarter notablement des lignes de force. Cet effet est spécialement sensible quand l'angle  $\theta$  de la normale à l'onde avec le champ magnétique terrestre n'est voisin ni de zéro, ni de  $+ ou - 90^\circ$ . Le domaine le plus favorable à une telle dispersion est fonction de  $a$ , les résultats dûs à Kitamura et Jacobs (1968) sont présentés figure 1-13. Ces auteurs ont calculé les tracés de rayons correspondant au domaine de fréquence des Pcl en supposant la densité  $D$  du plasma lentement variable. Ils ont ainsi montré que, au cours de la propagation, la normale à l'onde tend rapidement à être perpendiculaire au champ magnétique. Ces auteurs en déduisent que les approximations usuellement faites ne sont plus valables et que la propagation devient alors impossible. De plus, les rayons ont tendance à diverger vers l'extérieur des lignes de force. Ce dernier fait est en contradiction avec les observations faites en points conjugués. Ils suggèrent alors que, de même que pour les sifflements, un guidage puisse se produire dans des colonnes ionisées. Ainsi, les questions qui se posent sont :

- Les colonnes ionisées existent-elles, est-ce la seule possibilité de guidage ?
- Comment un type de propagation guidée peut-il rendre compte des valeurs de temps de propagation observées ?
- Comment ce type de guidage rend-il la propagation possible en limitant l'angle  $\theta$  de la normale à l'onde avec le champ magnétique

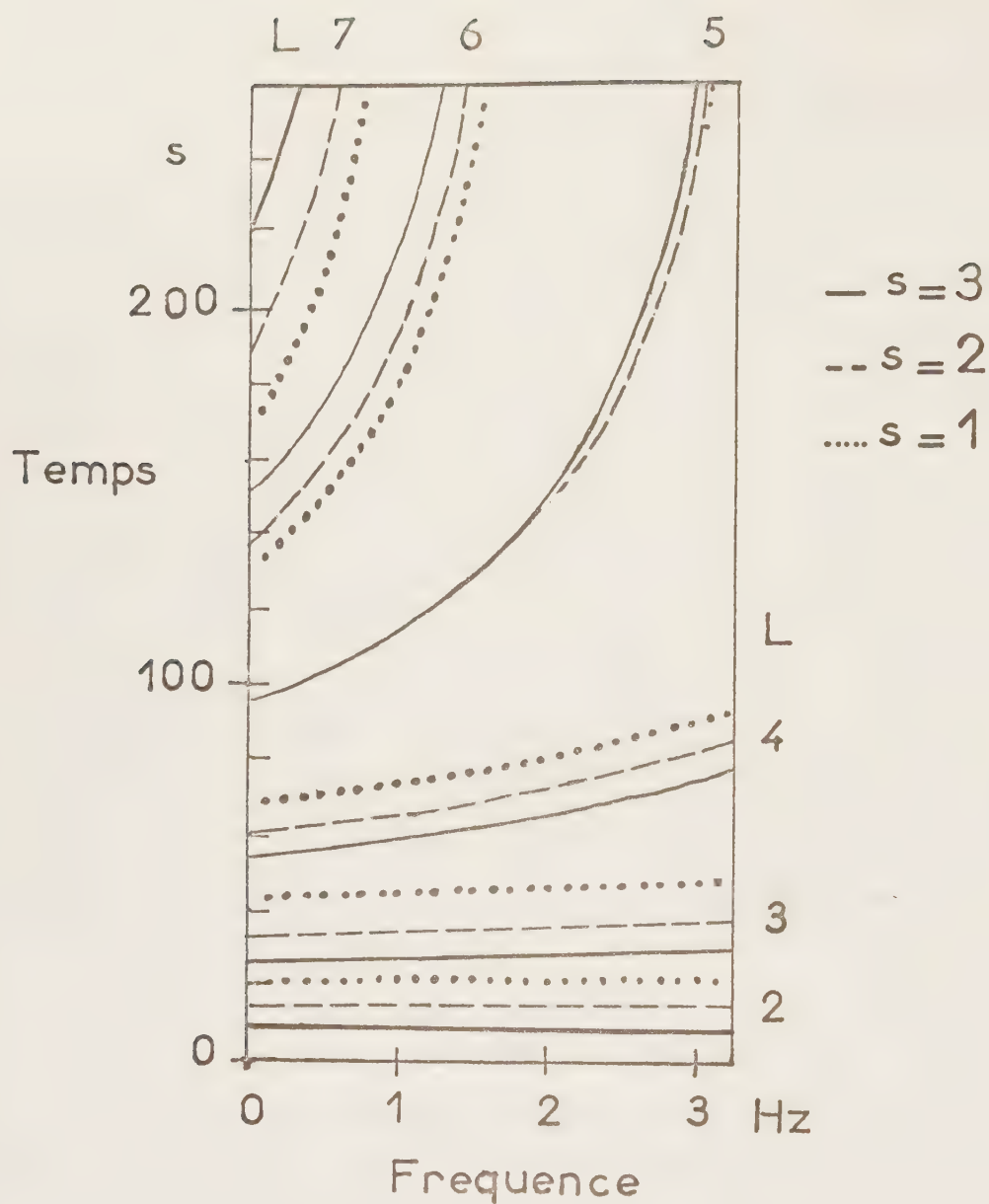


Figure 1-14

Temps de parcours d'une onde hydromagnétique de fréquence  $f$  entre deux points conjugués, le long d'une ligne de force et avec une normale à l'onde parallèle à  $B$ . Les profils de densité sont en  $1/R^s$  et ont un point commun à quatre rayons terrestres où  $D = 3,85 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$ . De ce fait pour  $L = 5$ , une certaine compensation se produit et le résultat est relativement indépendant de  $s$ .

#### 1-5-4 Temps de propagation

Les temps de propagation des Pcl d'un hémisphère à l'autre ont été calculés avec diverses approximations pour le mode guidé.

- La méthode la plus simple consiste à négliger la fréquence de l'onde devant la gyrofréquence des ions et à considérer que la propagation est totalement guidée par le champ magnétique. Les ondes ne sont alors pas dispersées en fréquence et l'indice vaut  $N = \frac{F_p}{F_H}$ . Cette approximation est correcte pour des valeurs numériques de la fréquence (en Hz) et du paramètre L tel que  $f + L < 5$ .

- Quand f n'est pas négligeable devant  $F_H$  et si  $\theta = 0$ , l'expression de l'indice est :

$$N^2 = \frac{F_p^2}{F_H(F_H - f)}$$

d'où l'indice de groupe

$$N_G = N + f \frac{\partial N}{\partial f} = \frac{F_p(2F_H - f)}{2\sqrt{F_H(F_H - f)}} \quad \text{d'où le temps de groupe}$$

$$t = \frac{2}{c} \int_{P_1}^{P_2} N_G \, ds \quad \text{c étant la vitesse de la lumière et } p_1$$

et  $P_2$  correspondant à la position des points conjugués.

Nous avons calculé les temps de groupe correspondant à des profils de la magnétosphère en  $1/R^S$ ,  $S$  prenant les valeurs 3, 4 ou 5 et la densité à 4 rayons terrestres étant choisie égale à  $3,85 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$ . Les courbes correspondantes sont présentées figure 1-14. Le calcul a été fait par la méthode de Gauss à 5 points. Nous avons vérifié qu'un nombre supérieur de points ne modifie pas le résultat. En nous limitant à un champ dipolaire, les formules utilisées sont :

$$t = \frac{F_{PM} R_M}{F_{HM}} \theta_s \int_0^{\pi/2} \frac{2Q - bY^3}{(Q - bY^3)^{3/2}} \frac{Y^{7-a}}{Y^2} Q \, d\theta$$



en posant :

$$Y = \sin^2 \theta \quad ; \quad Q = 4 - 3 \sin^2 \theta \quad ;$$

$$F_P = F_{PM} Y^{-a/2} \quad ; \quad F_H = F_{HM} S Y^{-3}$$

Les valeurs correspondant aux sommets des lignes de force portent l'indice M.

$$F_{HM} = \frac{e}{m_i} \frac{B_M}{2\pi} \quad ; \quad B_M = B_{\text{équateur}} L^{-3} \quad ; \quad R_M = L R_T$$

$$F_{PM} = 0,2094 D_M^{1/2} \quad ; \quad D_M = AA/R^S \quad ; \quad AA = D_O (4 R_T)^S$$

$D_O$  étant la densité choisie à 4 rayons terrestres.

Pour un profil donné, le temps varie comme la racine carrée de la densité  $D_O$ . Ce temps  $t$  est aussi fonction de la fréquence. Si  $\tau$  est la période de répétition mesurée sur les spectres fréquence-temps nous appellerons dispersion, la valeur  $D = \frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{df} = \frac{1}{t} \frac{dt}{df}$  et pente d'un élément  $P = \frac{dt}{df}$ . Il est possible de déduire le paramètre  $L$  correspondant aux Pcl à partir de détermination de  $D$ . Des techniques de ce genre ont été appliquées par Kenney et autres (1968). Ils ont utilisé un modèle de magnétosphère non dipolaire (Mead, 1964), afin d'étendre leurs mesures aux IPDP et des modèles de densité en  $\exp(3R^{-1})$  ou  $R^{-5}$ . Fraser (1968) a pu déduire, par des mesures semblables, l'influence de l'heure locale sur la position en  $L$  des sources de Pcl dans diverses conditions d'agitation magnétique. La courbe correspondante se situerait à l'extérieur de la plasmopause, avec une distance maximum à 13h ou 18h selon l'activité. Il trouve d'autre part que, quand l'activité magnétique augmente, les sources de Pcl se rapprochent. Il est aussi possible, à partir de telles mesures, de déterminer la densité à l'équateur pour une valeur de  $L$  correspondant aux lignes de force parcourues.

L'observation systématique de Pcl montre que les cas où l'on observe une dispersion correspondant à la théorie sont très rares (Glangaud et autres, 1968). Roux et

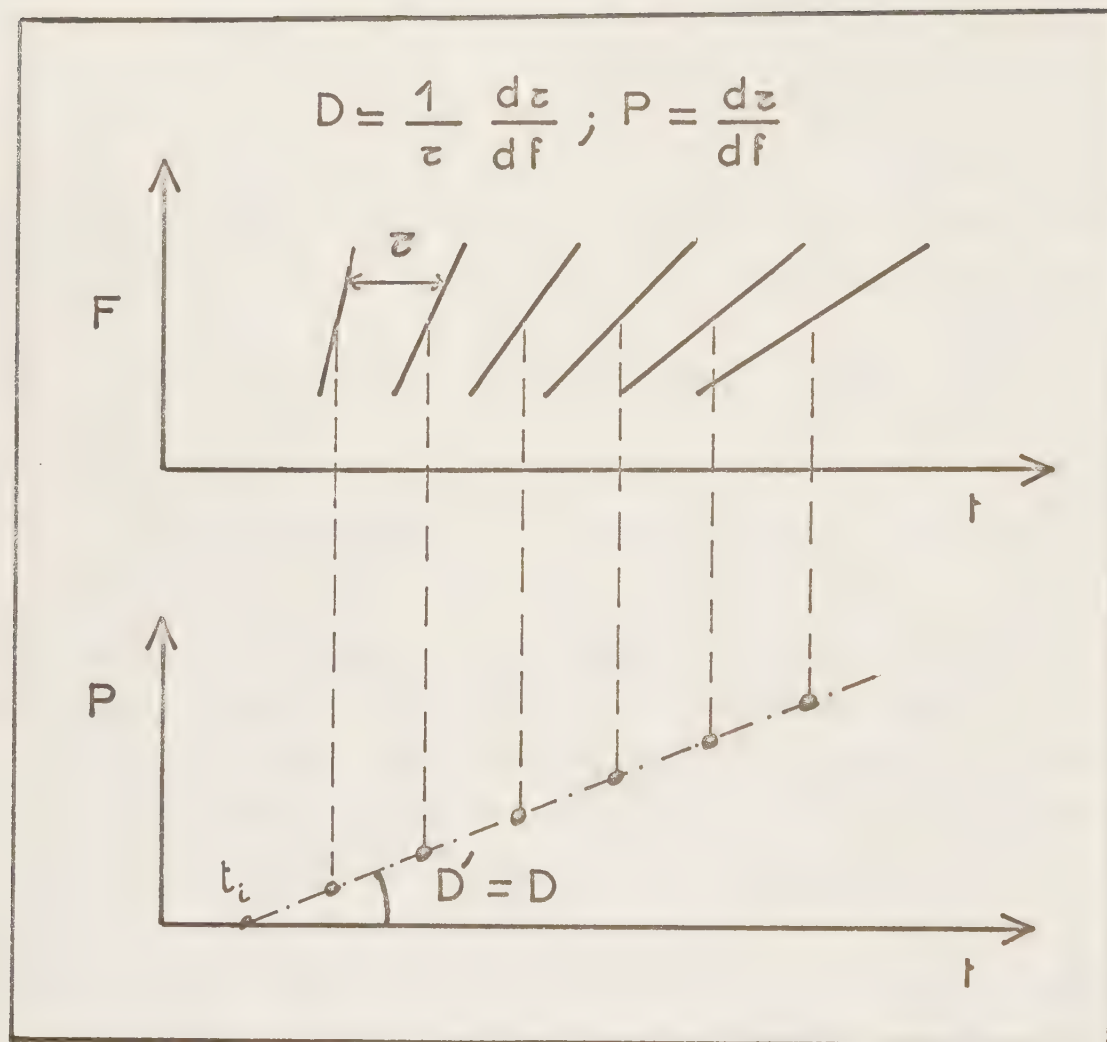


Figure 1-15

Schema indiquant les diverses méthodes utilisées pour déterminer la dispersion en fréquence des Pcl soit par le calcul :  $D$ , soit par l'intermédiaire de la pente  $P$  :  $D'$ , ( $t_i$  est le temps de génération).

et autres (1970) ont levé cette difficulté en faisant intervenir dans la théorie le coefficient d'amplification de l'onde. La dispersion mesurée est le résultat de deux effets d'une part, l'augmentation de l'amplitude du signal, d'autre part, l'effet de dispersion spatiale classique. Ils ont montré qu'il était possible de dissocier les deux effets et d'obtenir ainsi une mesure plus exacte du paramètre  $L$ .

Ils ont indiqué qu'en étudiant la variation de  $P = G(t)$  l'on obtient une détermination expérimentale meilleure que si l'on se base sur des mesures de dispersion  $D$  (fig. 1-15). De cette façon, on accède facilement à l'évaluation du temps initial:  $t_i$ . L'on constate alors que le phénomène n'est perceptible au sol qu'après une dizaine de trajets aller et retour. Les théoriciens expliquent ceci par le fait que l'on doit faire plusieurs aller-retours avant d'atteindre une amplitude suffisante pour parvenir au sol. Sachant qu'il faut des conditions spéciales dans la magnétosphère, pour que le signal reste localisé et donc que l'énergie du signal ne soit pas dispersée, n'est-il pas possible de proposer d'autres solutions à ce problème ? La valeur de  $L$  associée au  $P_{cl}$  est-elle variable jusqu'à ce qu'ils rencontrent des conditions de guidage favorable ?

Dans quelle mesure peut-on considérer les deux approximations de  $\theta = 0$  et  $\beta = 0$  comme valables ? Il est en effet montré théoriquement que le rayon se dirige vers des points de  $L$  croissants ( $\beta \neq 0$ ) et que la normale à l'onde n'est pas parallèle au champ magnétique.

Il convient donc de reprendre ces calculs en choisissant un cas plus général. Cette étude sera faite au chapitre III, consacré à la théorie.



## CHAPITRE II

### 2 - Etude expérimentale ( Glangeaud 1970)

Cette étude est basée sur les données correspondant à cinq mois d'enregistrement de novembre 1967 à avril 1968, aux deux observatoires : Chambon-la-Forêt et Lerwick (coordonnées géomagnétiques : respectives lat.  $50^{\circ} 4'$  ;  $62^{\circ} 5'$  : long.  $83^{\circ} 9'$  ;  $88^{\circ} 6'$ ) grâce à la collaboration de nos collègues britanniques. Ce type d'enregistrement est assuré en permanence à Chambon-la-Forêt par G. Petiau. Les appareillages mis en place étaient semblables. Les caractéristiques des appareillages que nous avons réalisés pour cette campagne de mesure sont décrites au paragraphe 2-1 et les méthodes de dépouillement sont résumées au 2-2. A partir de ces enregistrements nous avons entrepris la comparaison systématique des Pcl et IPDP sur un même méridien. Les résultats présentés ici montrent que les caractéristiques des pulsations sont caractérisées, liées à la fois à la propagation magnétosphérique et ionosphérique. Pour dissocier ces deux influences nous avons explicité simultanément divers paramètres des signaux reçus. Ce sont : leur spectre, leur forme d'onde, leur position dans le temps, la forme et le sens de leur diagramme de polarisation. Nous présenterons successivement les résultats de ces divers types d'étude : les caractéristiques magnétosphériques et ionosphériques de la propagation se dégageront ainsi peu à peu.

Nous montrerons que les modèles classiques de propagation : traversée verticale de l'ionosphère ou guidage horizontal par le SMIG (guide sub-magnéto-ionosphérique) sont rarement respectés pour les Pcl reçus aux deux stations du fait des latitudes moyennes de celles-ci. Nous suggérons, à partir de nos résultats expérimentaux une représentation des trajets suivis entre la magnétosphère et le sol.



## 2-1 Appareillage

Nos études nécessitent un appareillage d'enregistrements sur le terrain et des dispositifs d'analyse en laboratoire. Nous nous limiterons ici à une description des principes essentiels. (pour d'autres types d'appareil voir Stefont 1963)

### 2-1-1 Choix du système de réception

Les premiers récepteurs ont été installés en 1957 par M. Selzer à Chambon-la-Forêt. Le système mis au point à cette occasion était du type "barre fluxmètre" (Selzer 1963). Les enregistrements se faisaient aussi sur bande magnétique par impression directe du champ magnétique terrestre sur bande. Ce champ était préalablement amplifié au moyen d'un concentrateur en mumetal (diplodocus). Depuis, des améliorations ont été faites à Garchy par MM. Clerc et Gilbert (1969) qui ont introduit une contre réaction de flux sur des capteurs. Ils ont ainsi pu en diminuer la dimension. Afin de mesurer les nouveaux paramètres définis au § suivant nous avons perfectionné les anciennes méthodes. Les appareillages ainsi mis au point sont utilisés en permanence à l'observatoire de Chambon-l-Forêt en vue d'enregistrements systématiques, et temporairement, lors de missions de recherche (M. Six) : Lerwick (Iles Shetland), Tromsö (Norvège)

Pour connaître la situation magnétique en temps réel, il est nécessaire d'avoir des enregistrements sur papier qui donnent une visualisation immédiate. Toutefois en se limitant à des consommations de papier, raisonnables, ce type d'enregistrement a une dynamique faible et une bande passante étroite il se prête mal aux études ultérieures. Un enregistrement digital permanent pour des fréquences allant jusqu'à 5 Hz est prohibitif (trop forte consommation de bande magnétique). Ainsi, seul un enregistrement analogique sur bande magnétique nous a paru convenir. Le rapport signal sur bruit de 30 à 40 db convient pour ces signaux naturels. Ce type de présentation se prête très bien aux études ultérieures. En effet l'analyse au laboratoire se fait après accélération du déroulement ce qui permet de traiter rapide



digitalisées ultérieurement. Les techniques d'analyse numériques sont alors possibles, elles complètent les méthodes analogiques.

Les paramètres à conserver lors de l'enregistrement sont :

- l'amplitude
- la fréquence
- la phase
- le temps de réception

Les caractéristiques de l'appareillage sont les suivantes :

#### Prix

- consommation faible de bandes magnétiques
- faible poids et encombrement, en vue de limiter les frais de transport
- possibilité de laisser l'appareillage en fonctionnement automatique

#### Amplitude et fréquence limite des signaux

- les variations magnétiques sont enregistrées de 600 s à 10 Hz
- à une fréquence donnée les amplitudes des signaux naturels sont susceptibles de varier dans un rapport 100. Le gain est donc adapté à la situation magnétique.
- selon la fréquence, la densité d'amplitude varie en  $1/f^{3/2}$  ; un filtre correcteur ramène le niveau à une valeur indépendante de la fréquence.
- un filtrage élimine les atmosphériques particulièrement gênants aux basses et moyennes latitudes.

#### Performances

- niveau de bruit équivalent à  $0,5 \text{ m}\gamma/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 Hz
- déphasage entre deux récepteurs inférieur à  $3^\circ$  quelle que soit la période à analyser.
- connaissance de l'amplitude à mieux que 5 % lors de l'analyse
- possibilité de déterminer le temps de réception à 0,1 s près.

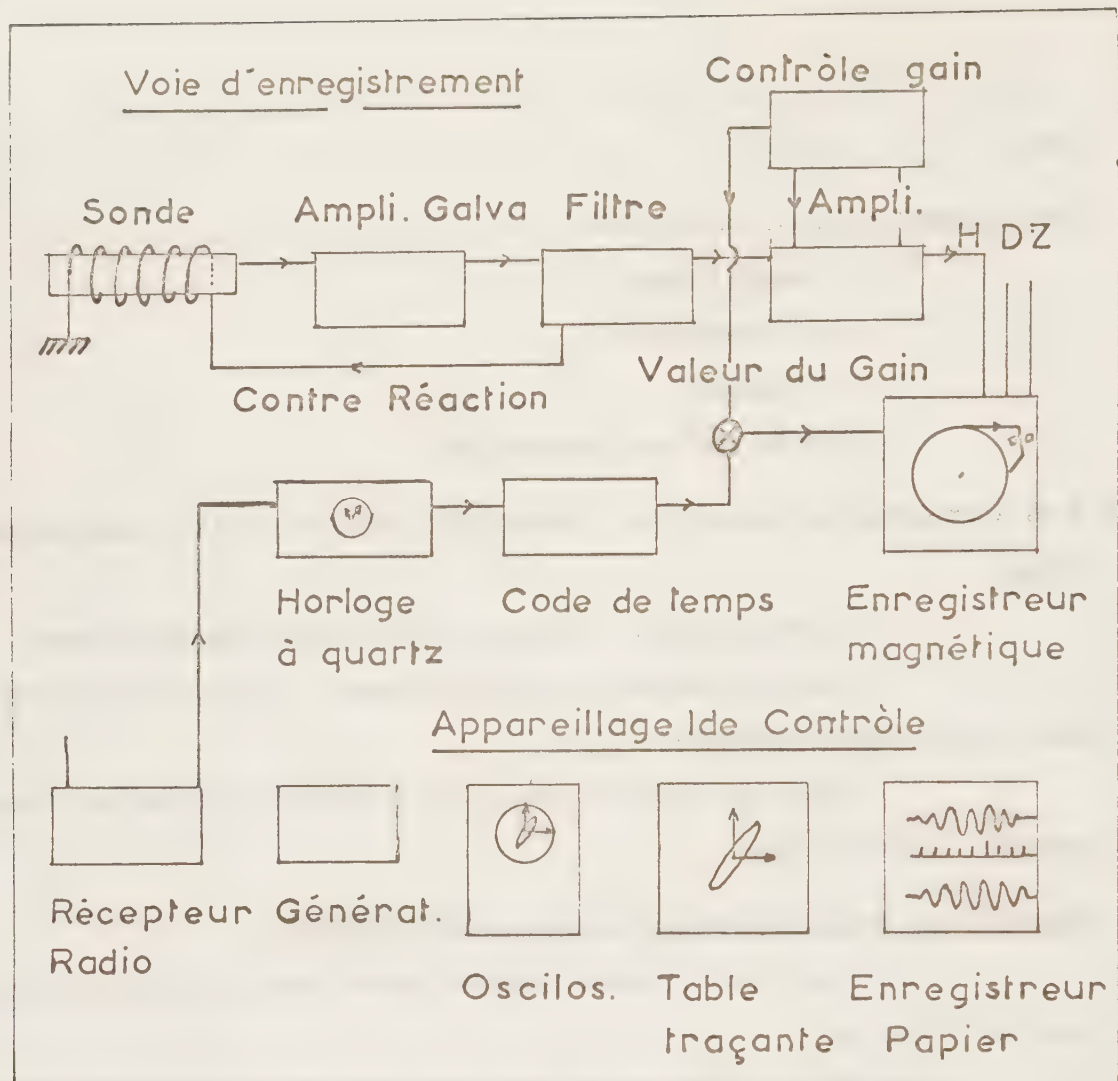


Figure 2-1

Description de l'ensemble d'une station d'enregistrement des variations magnétiques rapides.

## 2-1-2 Description de l'ensemble d'une station d'enregistrement

L'appareillage dans une station se compose de (fig 2-1)

- trois voies de réception identiques, destinées à enregistrer les composantes H, D et Z des variations magnétiques
- un magnétophone à déroulement lent à modulation de fréquence et (répondant aux normes IRIG 2), la fréquence centrale est de 84,4 Hz.
- des organes de contrôle.

Le magnétophone a une vitesse de déroulement de 15/320 inch/s. La bande magnétique ne se déplace pas dans une direction parfaitement constante. Ces légères fluctuations introduisent des déphasages parasites à l'enregistrement et à la lecture. Pour des appareils de marque "Precision Instrument" (de hautes performances dans ce domaine), une limite de déphasage de  $1^\circ$  à 2 Hz impose un déroulement à une vitesse de 15/320 inch/s. La bande passante, alors de 15,6 Hz, est supérieure à la limite imposée.

Les organes de contrôle permettant d'effectuer les mesures de bande passante et de déphasage comprennent un générateur, un oscilloscope et une table traçante. Ces deux derniers instruments permettent d'observer les figures de Lissajou respectivement à haute et basse fréquence. La précision des tops temps enregistrés est contrôlée périodiquement au moyen d'un récepteur radio. Un enregistreur papier permet un premier repérage des événements intéressants et le bon fonctionnement de toutes les voies est ainsi surveillé en permanence.

## 2-1-3 Détail d'une voie de réception

Une voie de réception est composée des éléments suivants (fig. 2-1) :

- capteur
- ampli galvanométrique
- filtre
- amplificateur



Le capteur est constitué par une bobine à noyau de mumetal (sonde) fermée sur un galvanomètre. Les sondes sont préférables aux cadres car moins encombrantes et moins sensibles aux vibrations du sol et aux rafales de vent. Le galvanomètre est inclus dans un montage "ampli galvanométrique". Cet amplificateur diffère du montage de Clerc et Gilbert (1969) il a une faible impédance d'entrée. Une contre réaction globale (tension de sortie, flux à l'entrée) est appliquée. Cette méthode est la seule qui nous est apparue répondre à toutes les normes imposées (en particulier, identité de phase et rapport signal sur bruit). Elle est semblable au montage "barre fluxmètre" avec en plus une contre réaction de flux. Elle nous impose l'usage de galvanomètres (faible bruit), ce qui complique l'installation en station mais les circuits à transistors n'ont pas encore les performances voulues. D'autre part la dimension des sondes est directement liée au rapport signal sur bruit ; ainsi si l'on désire mesurer le bruit de fond géomagnétique il sera nécessaire de transporter des sondes de 2 m. L'amplificateur galvanométrique mis au point par G. Petiau (1963) comprend un galvanomètre, un bras optique et une cellule photoélectrique différentielle. La cellule différentielle est montée de telle sorte que la tension de sortie soit indépendante de l'intensité lumineuse à partir d'un certain seuil.

Le signal à la sortie est d'un niveau suffisant pour être traité avec des montages comprenant des circuits intégrés. Cet ensemble à semi-conducteurs est divisé en deux parties : un filtre correcteur et un amplificateur. En effet, le spectre des variations magnétiques a une forme voisine de  $1/f^{3/2}$  ; le rapport des amplitudes aux deux limites de la bande passante qui nous intéresse est égal à  $0,5 \cdot 10^6$  ; or l'enregistreur magnétique a une dynamique de 30 dB ; il n'est donc possible d'enregistrer correctement toute la bande passante que si les fréquences les plus élevées sont suramplifiées. Le filtre permet d'éliminer les atmosphériques dont le spectre est particulièrement important aux fréquences élevées et de ramener la



niveau indépendant de la fréquence. Toute la gamme de fréquence qui nous intéresse est enregistrée sur une seule piste afin d'économiser la consommation de bande magnétique. Une campagne de mesures a une durée de plusieurs mois, le déroulement d'une bande dure deux semaines ; il est nécessaire de conserver les enregistrements pendant plusieurs années car les sujets et techniques de dépouillement évoluent (par exemple les données en satellites ne nous parviennent qu'avec un très long délai) ; le problème de conservation des données est donc important. La difficulté principale de cette partie, c'est-à-dire la réalisation de filtres de réponse de phase identiques, a été résolue en utilisant les techniques mises au point par Glangeaud (thèse de 3e cycle) : usage de filtre R-C et d'amplificateurs opérationnels intégrés.

Selon que l'on étudie le bruit géomagnétique permanent ou des pulsations particulières les amplitudes sont susceptibles de varier dans un rapport 100 ; d'un instant à l'autre l'activité magnétique varie également, les périodes de forte activité sont liées aux orages magnétiques et sont relativement imprévisibles. Il importe donc pour que les enregistrements conservent leurs qualités de faire varier automatiquement le gain après détection du niveau. Pour simplifier le dépouillement, la commutation automatique ne se fait qu'entre deux valeurs de gain, celles-ci peuvent être réglées manuellement sur cinq positions.

#### 2-1-4 Connaissance du temps et calibration

Une bande magnétique correspond à des enregistrements d'une durée de deux semaines. Des étalonnages automatiques sont faits toutes les heures à 1 Hz et tous les jours à 10 et 100 s. Ils permettent de vérifier le bon fonctionnement de toute la chaîne de réception et d'analyse : (stabilité des gains et identité de phase). A la lecture, la vitesse de déroulement est accélérée afin de réduire les temps d'étude et de transférer le domaine de fréquence des variations magnétiques dans le domaine acoustique ; la plupart des instruments de mesures spectrales étant faits pour être utilisés dans cette bande passante.

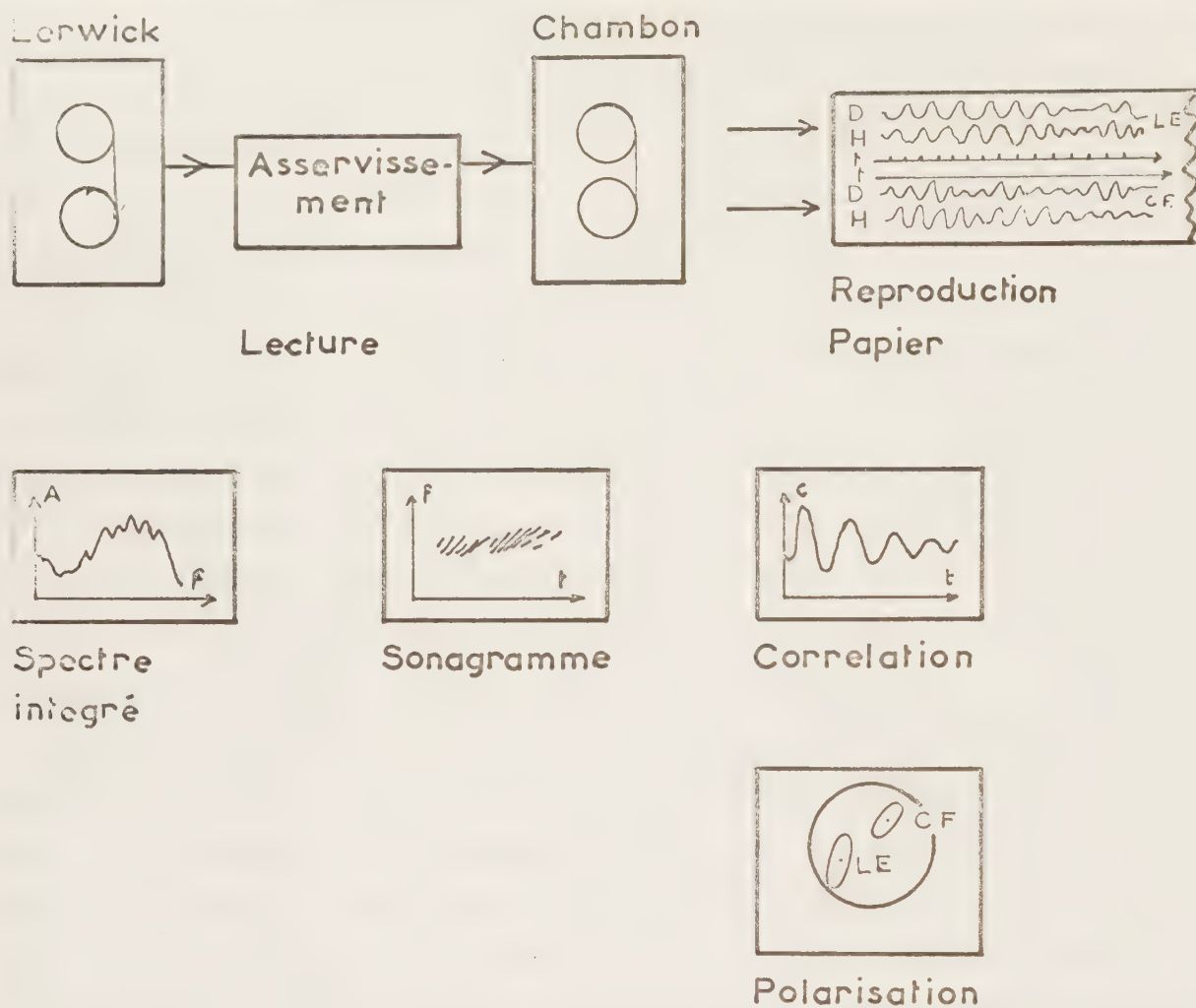


Figure 2-2

Représentation schématique du matériel de dépouillement

Un évènement donné est repéré sur la bande magnétique par des approches successives. Tout d'abord à l'aide d'un comp-  
teur il est possible de déterminer une position à quelques  
heures près, ensuite l'heure cherchée est repérée par l'écoute  
des tops d'étalonnage.

Une détermination plus précise du temps est nécessaire  
au cours d'un évènement : elle est obtenue par la lecture d'une  
piste temps. A partir d'une horloge à quartz associée à un sys-  
tème de codage, des tops seconde, minute et quart d'heure sont  
enregistrés sur une piste particulière. Il convient de vérifier  
à chaque mesure que l'identité de phase est respectée car il peut  
arriver qu'une bande se détériore ou qu'un galet d'entraîne-  
ment soit décentré. Il n'est pas nécessaire d'enregistrer le  
temps avec une précision meilleure que 0,1 s (temps d'enregis-  
trement) car l'erreur apportée par le magnétophone est de cet  
ordre de grandeur.

Une calibration automatique d'amplitude et de phase  
est effectuée en envoyant des tops de 1 Hz toutes les heures  
dans les solénoïdes entourant les capteurs ; nous avons ainsi  
une vérification du bon fonctionnement de tout le matériel né-  
cessaire (récepteurs, magnétophones, oscilloscope). La fonction  
de transfert de la phase n'est pas égale à 1. Ainsi, la figure  
de Lissajou observée à la sortie du magnétophone n'est qu'une  
représentation relative.

#### 2-1-5 Laboratoire d'analyse

Au laboratoire nous disposons du matériel suivant  
(fig. 2-2) : deux lecteurs de bande et un dispositif permettant  
d'asservir leur fonctionnement de façon que les évènements  
correspondants à deux stations distinctes soient lus en synchro-  
nisme. Il s'agit donc d'un asservissement en position. La prin-  
cipale difficulté pour rendre le fonctionnement parfaitement  
autonome est d'éliminer tout parasite lors du décodage du temps :  
ceci est possible en contrôlant les tops temps par une nouvelle  
**pendule asservie.** (Schloter et Deleroix 1969)



Les signaux sont observés soit à l'oreille, soit de la façon suivante :

- La forme d'onde des signaux est reproduite à grande vitesse à l'aide d'un enregistreur galvanométrique à rayons ultraviolets ( $f_{\max} = 10 \text{ kHz}$ ).

- La polarisation est obtenue en valeur instantanée sur un oscilloscope, en valeur moyenne sur un corrélateur.

L'obtention des figures de polarisation en direct sur le terrain nécessite la présence constante d'un observateur.

- Le spectre des signaux est étudié sous forme intégrée et sous forme évolutive. Le spectre intégré est obtenu en rendant le signal répétitif au moyen d'une boucle.

- Le spectre évolutif du signal est tracé par un sonographe, le noircissement du papier est proportionnel à l'amplitude.

- Un corrélateur donne les fonctions d'auto et de cross-corrélation de signaux. Il est ainsi possible de mesurer les valeurs moyennes de polarisation et les corrélations entre signaux provenant de deux stations. Cet appareil est principalement utilisé pour l'étude de Pc3.

## 2-2 Etude spectrale

La tendance actuelle est de classer les pulsations à partir de leur aspect spectral  $A = g(f, t)$ . C'est la méthode que nous adopterons ici. Il faut, toutefois, remarquer que cette définition à partir des spectres diffère parfois de celle basée sur l'observation des formes d'onde. Le sonographe ou le Rayspan nous donne l'évolution dans le temps du spectre. Ce spectre n'est pas la décomposition de Fourier exacte ; l'intégration dans le temps est faite par des filtres, le temps d'intégration correspondant est non pas de  $-\infty$  à  $+\infty$  mais de  $t_0$  à  $t_0 + \Delta t$ ,  $t_0$  étant le temps du début d'excitation du filtre et  $\Delta t$  sa constante de temps.

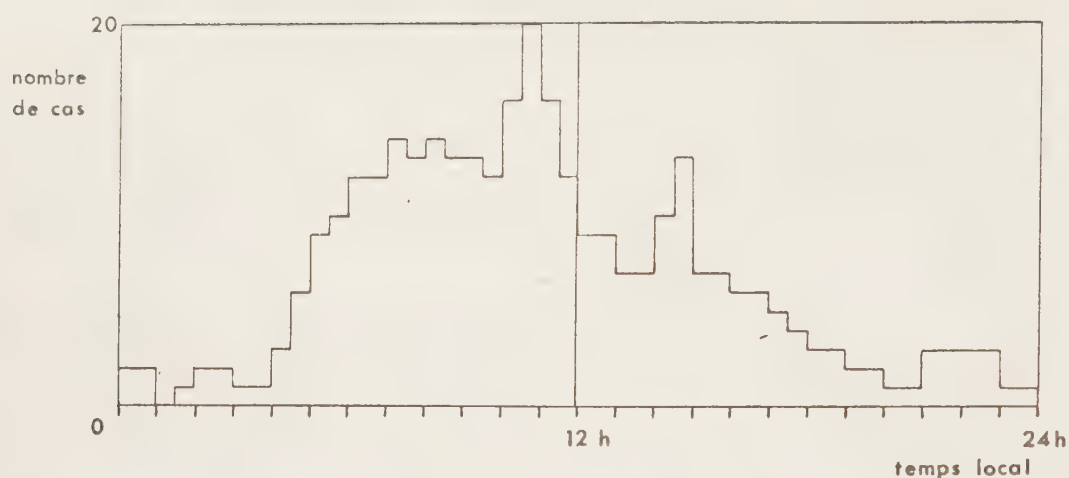


FIG. 2 - 3  
Occurrence totale de *Pc-1* à Lerwick.

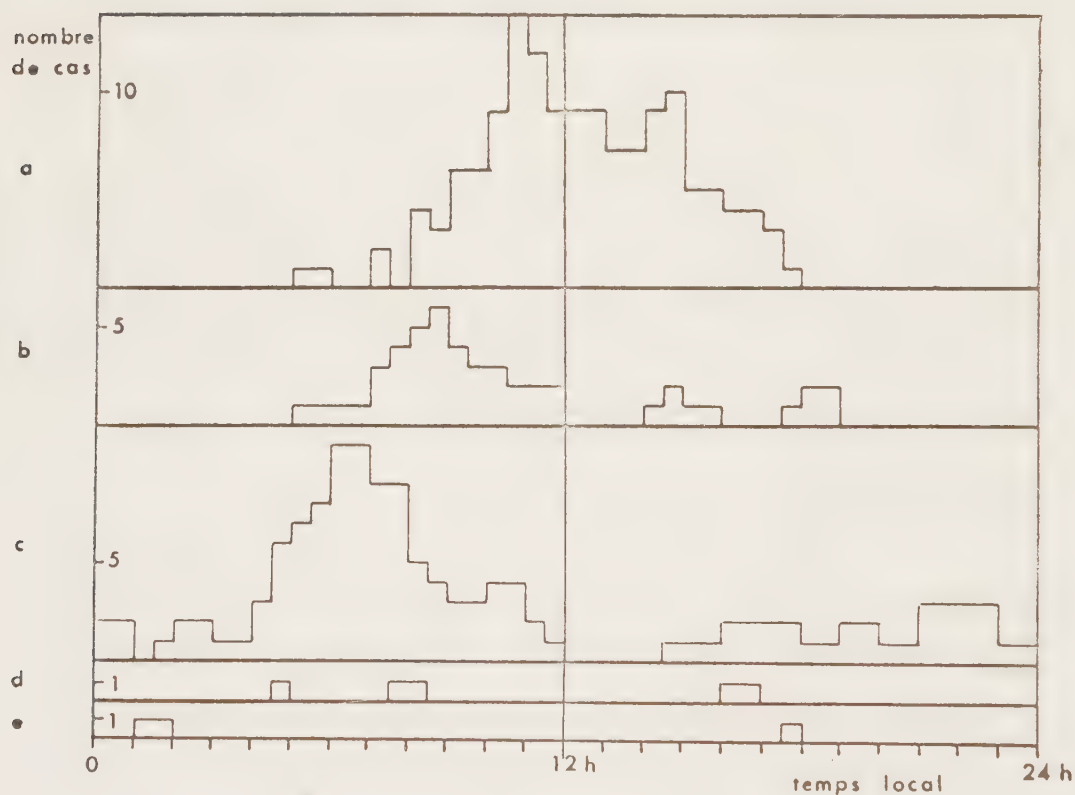


FIG. 2 - 4

Comparaison d'occurrences de *Pc-1* :

- a) Cas observés uniquement à Lerwick.
- b) *Pc-1* vu à Lerwick et à peine décelable à Chambon.
- c) Cas observés aux deux stations.
- d) *Pc-1* vu à Chambon et à peine décelable à Lerwick.
- e) Cas observés uniquement à Chambon.

TABLEAU I  
Liste des IPDP

| Date     | Heure<br>début | T.U.<br>fin | $f_{\min}$ $f_{\max}$<br>(Hz) | Direction | Sens | $\varepsilon$ | LE | CF |
|----------|----------------|-------------|-------------------------------|-----------|------|---------------|----|----|
| 11-11-67 | 20 30          |             |                               |           |      |               |    |    |
| 15-11-67 | 17 10 - 17 20  |             | 0,3 - 0,7                     | V         |      |               | —  | —  |
|          | —              |             | —                             | —         |      |               | —  | —  |
| 1-12-67  | 18 30          |             |                               | N         | G    | 1/6           | —  | —  |
| 5-2-67   | 21 20 - 21 40  |             | 0,1                           | NNW       | D    | 1/8           | —  | —  |
| 8-12-67  | 19 30 - 19 50  |             | 0,1 - 5                       | NW        | D    | 1/2-1         | —  | —  |
|          |                |             |                               | NNW       | D    | 1/8           | —  | —  |
| 18-12-67 | 16 30 - 16 45  |             | 0,1                           | NNW       | D-G  | 1/2           | —  | —  |
| 27-12-67 | 15 05 - 15 15  |             | 0,4 - 0,9                     | N         | D    | 1/2           | —  | —  |
| 2-1-68   | 11 45          |             |                               |           |      |               | —  |    |
|          | 16 15 - 16 30  |             | 0,6 - 1,4                     | V         | G    | 1/2           | —  |    |
|          |                |             | 0,6 - 1,2                     | NW        | G    | 1/3           |    | —  |
| 10-2-68  | 18 05 - 18 25  |             | 0,6 - 1,6                     |           | D    | 1             |    | —  |
| 10-2-68  | 18 05 - 18 25  |             | 0,6 - 1,6                     | NW        | G    | 1/3           | —  |    |
| 28-2-68  | 18             |             | 0,8 - 1                       | NW        | D    | 1/2           | —  |    |
| 3-3-68   | 18 05 - 18 15  |             | 0,4 - 1,2                     | V         | D-G  | 1/4           | —  |    |
|          |                |             |                               | V         |      |               |    | —  |
| 4-3-68   | 18 16 - 18 30  |             | 0,4 - 0,8                     | V         |      |               | —  |    |
| 5-3-68   | 13 00 - 13 45  |             | 0,3 - 0,6                     | NNE       | D    | 1/2           | —  | —  |
| 10-3-68  | 16 - 17 15     |             | 0 - 0,5                       |           |      |               | —  | —  |
| 14-3-68  | 17 00 - 18 00  |             |                               |           |      |               | —  |    |
| 23-3-68  | 21 30 - 21 45  |             | 0,4 - 0,9                     | V         | D    |               | —  |    |
|          |                |             |                               | V         | D    |               |    | —  |
| 26-3-68  | 17 50 - 19 10  |             | 0,05                          | N         | D    | 1/2           | —  |    |
| 27-3-68  | 21 10 - 21 20  |             | 0,4 - 0,9                     | V         |      |               | —  |    |
| 29-3-68  | 18 30 - 19 10  |             | 0,4 - 0,4                     | V         |      |               | —  |    |

V : variable ; les caractéristiques de CF, quand elles diffèrent de celles de LE, sont en italique ; ce signe "—", dans la colonne LE ou CF, indique que l'IPDP a été observé à cette station.



Précisons que le dynamique de cette présentation est faible ; ainsi, quand le seuil de détection de l'appareillage est bien réglé, nous avons une bonne description de l'occurrence des pulsations. Par ailleurs, on a pu comparer les structures fines entre les stations.

### 2-2-1 Occurrence

Les occurrences d'IPDP et de Pc-1 à Chambon sont comparées "cas-à-cas" à celles de Lerwick. Nous avons vérifié que les IPDP sont d'amplitude moindre à Chambon où ils ne sont visibles que dans 14 cas sur 20 (voir tableau I)

Pour les Pc-1, il est intéressant de constater que, pratiquement, tous les cas visibles à Lerwick en dehors des heures d'absorption ionosphériques se retrouvent à Chambon où ils constituent à peu d'exceptions près (8/142) l'ensemble des perles observées (fig.2-4). A Lerwick, on observe de l'ordre de deux fois plus de phénomènes (322/142). La courbe d'occurrence totale de Lerwick (fig.2-3) présente un maximum aux environs de 10 heures, heure locale, et est dissymétrique. Cette non-symétrie et la position du maximum sont à rapprocher de la variation de distance de la plasmopause à l'équateur magnétique en fonction à l'heure locale. Il semblerait qu'une plasmopause proche, favorise à Lerwick l'existence de Pc-1 ; encore faut-il montrer que l'effet de l'ionosphère sur l'occurrence observée à Lerwick est négligeable, ce qui semble le cas puisqu'il n'y a pas d'atténuation marquée à midi (fig.2-3). Nous montrerons, plus loin, que la propagation à travers l'ionosphère est presque verticale pour les Pc-1 qui parviennent à cette station ; d'autre part, on peut remarquer que les mesures ayant eu lieu principalement en hiver, l'absorption lors de cette traversée est plus faible aux hautes latitudes (voir aussi Schlich et Bitterly 1967).

# I P D P

54

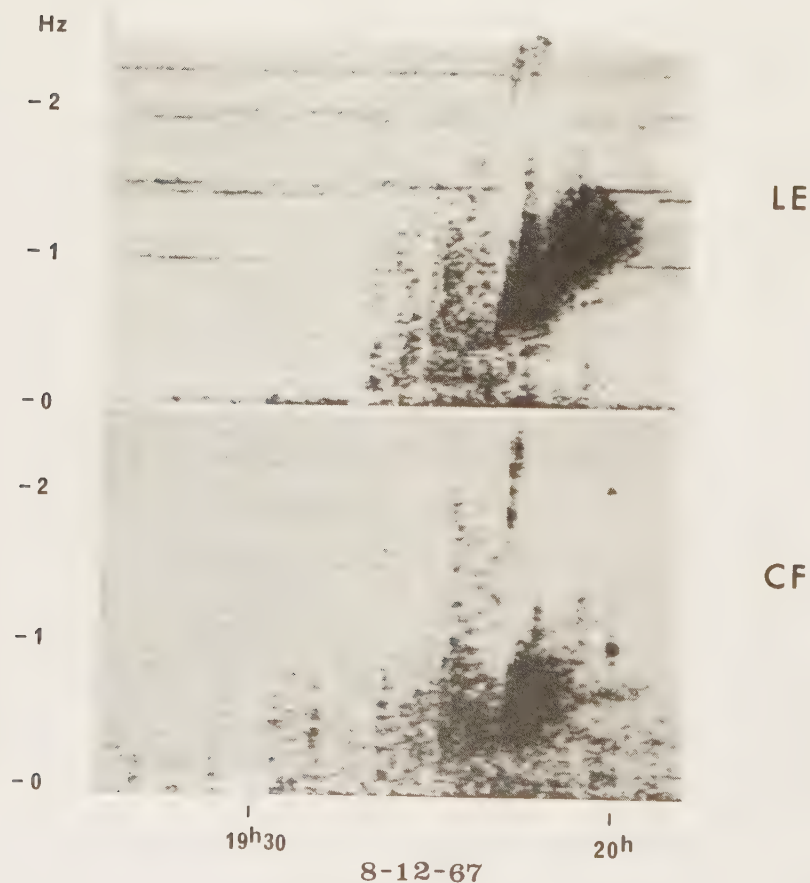
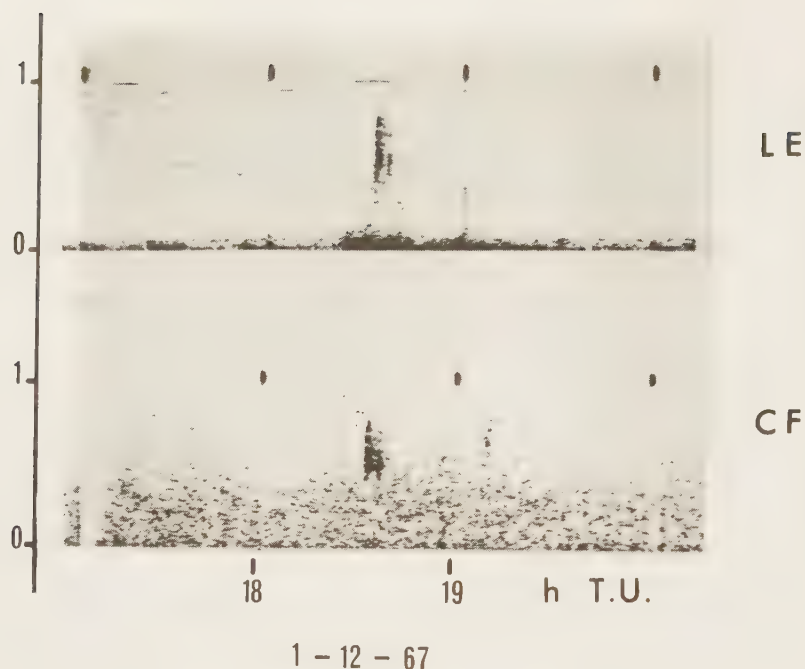


Figure 2-5 et 2-6

Sonagrammes d'IPDP - Seule une partie du spectre est décelable à Chambon-la-Forêt le 8 décembre. Le premier décembre est un cas limite où un IPDP se résume à deux éléments de fréquence croissante.

Dans le cas où les phénomènes sont simultanés, les niveaux d'énergie sont généralement plus élevés à Lerwick. Entre la magnétosphère et le sol, deux cas de propagation ont déjà été étudiés :

1) Les résultats de Prince et Bostick en 1964, Field et Greifinger 1965, Altmann et Fijolkov et Greifinger 1968 concernent une traversée verticale de l'ionosphère ;

2) Parmi les résultats de Manchester en 1968 certains concernent l'atténuation en propagation horizontale dans le guide d'onde ionosphérique (zone de minimum de vitesse d'Alfven).

Dans les deux cas, l'atténuation est maximum à midi et varie en fonction de l'angle zénital du soleil. L'ionosphère est très variable en fonction de l'heure locale, son influence est plus marquée en propagation guidée ; il s'ensuit que, dans ce cas, l'atténuation introduite varie brusquement au lever et au coucher du soleil. La courbe d'occurrence à Chambon est beaucoup plus corrélée aux variations de l'ionosphère que celle de Lerwick (absence de minimum à 12 h à Lerwick, alors qu'il existe à Chambon-la-Forêt), car la distance à traverser dans l'ionosphère par les Pc-1, pour parvenir à Chambon, est, en effet, plus grande. Nous ne pouvons pas en conclure que la propagation est du type guidé jusqu'à Chambon.

## 2-2-2 Comparaison des structures

Quand les Pc-1 ou IPDP sont simultanément présents aux deux stations, les structures observées sont identiques (fig. 2-5 et 2-6). Cela confirme les observations de Tepley (1966). Les éléments de montée en fréquence E (pour faciliter l'exposé, nous appellerons E les éléments de montée en fréquence visibles sur les spectres, qu'ils soient continus ou en pointillés) se retrouvent et sont identiques dans le détail (fig. 2-7). Ces spectres constituent une véritable signature des pulsations ; ils nous indiquent que c'est bien le même phénomène qui apparaît sur le même méridien. La propagation magnétosphérique (dont l'effet

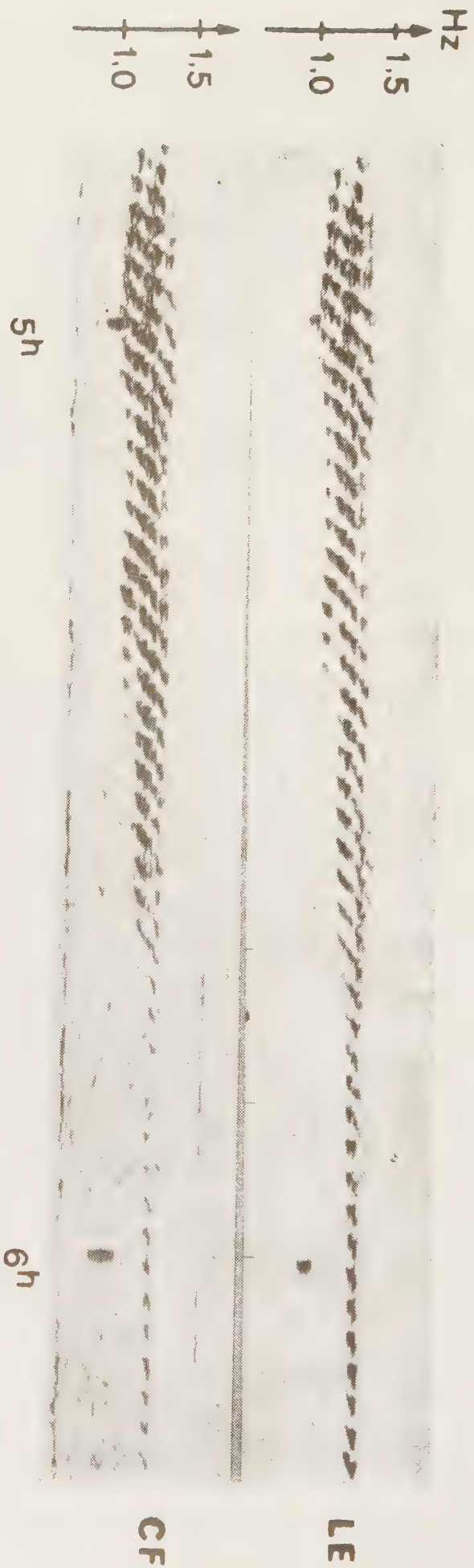


FIG. 2 - 7

Comparaison détaillée des spectres en fonction de la latitude. On remarquera que les diverses montées de fréquence  $E$  se font de façon discontinue.

sur la structure en fréquence est particulièrement importante dans la région équatoriale) caractérise les éléments E (JACOBS, WATANABE, 1964). Cette partie du trajet est donc commune aux Pc-1 observés sur un même méridien. Ces montées en fréquence E apparaissent généralement comme des pointillés. Dowden (1968) les attribue à l'interférence entre deux émissions décalées en fréquence (analogues aux hooks dans le domaine TBF). Cette modulation, quand elle est visible, est semblable aux deux stations. Ce résultat apporte un argument de plus en faveur d'un trajet magnétosphérique commun aux Pc-1 simultanément observés sur un méridien. Dans la suite de cette étude, nous tâcherons de préciser jusqu'à quelle altitude ce trajet reste commun.

### 2-2-3 Etude de l'amplitude

L'étude précédente de l'occurrence était basée sur la détection de Pc-1 dans les spectres fréquence-temps. Un cas était considéré comme observé quand il était d'amplitude supérieure au seuil de bruit. Nous avons vu que les rapports des amplitudes aux deux stations étaient très variables, les phénomènes pouvant n'être présents qu'à l'une ou l'autre des stations. Nous avons réalisé une détermination plus précise en utilisant la méthode suivante :

Les spectres de densité d'amplitude (en fonction de la fréquence) sont faits pour des intervalles de temps identiques aux deux stations et couvrant la durée du phénomène. Il s'agit donc de spectres intégrés donnant une moyenne de densité. Nous avons constaté que les niveaux obtenus, rapportés à une bande passante de 1 Hz, étaient indépendants de la largeur du filtre utilisé (100, 20 ou 2 hertz/1280). Le signal a donc, dans ce cas, le comportement d'un bruit aléatoire. Il aurait été possible de comparer directement les amplitudes des formes d'onde

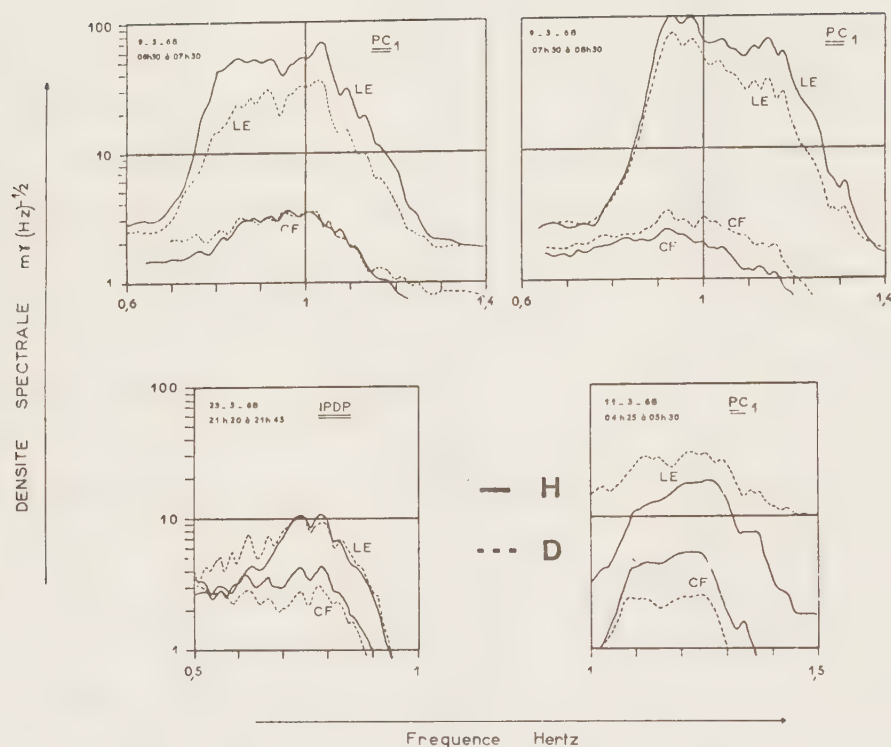


Figure 2-8

Comparaison des spectres intégrés d'amplitude des composantes H et D de Chambon-la-Forêt et Lerwick. L'on compare la forme générale des spectres, les modulations qui s'y superposent et les niveaux moyens. Le temps d'intégration est égal à la durée de l'échantillon analysé.

mais les résultats varient alors considérablement d'un observateur à l'autre. Une mesure du niveau moyen au voltmètre ne permet pas d'éliminer d'éventuelles raies parasites, ni de comparer les rapports d'amplitude selon la fréquence.

Nous avons effectué des mesures dans quatre cas particuliers :

- Pour des Pc-1 considérés comme relativement forts à Chambon.
- Pour des Pcl très atténués.
- Pour un cas de longue durée, afin d'étudier l'effet d'heure locale.
- Pour un IPDP.

Les spectres correspondants présentent une modulation semblable entre deux composantes d'une même station et comparable entre stations (fig. 2-8). Un effet d'atténuation sélective aux fréquences élevées (énoncé théoriquement par Manchester 1968) n'a pu être mis en évidence. Une comparaison plus détaillée entre les deux composantes sera faite au § 2-5.

Les résultats de mesures du maximum de densité aux deux stations selon la composante H sont présentés dans le tableau ci-dessous. Le rapport d'amplitude de Pc-1 considérées comme plus fortes à Chambon n'est que de 0,7 (LE/CF). Il est possible d'obtenir les valeurs de L associées à ces trois cas à partir des résultats de temps de propagation présentés dans le tableau ci-dessous. Dans les hypothèses de la figure 1-14 avec  $s = 3$   $D = 385 \text{ protons / cm}^3$  à  $R = 4$  les valeurs de L sont respectivement de 4,2 - 3,6 et 3,4. Nous montrerons au § 2-4-3 que ces valeurs de L sont plus élevées que Lm (Lm étant associé au point milieu Le-CF : 3,27). En effet, les Pc-1 ne restent pas guidés jusqu'au sol mais divergent à partir d'une certaine altitude. Les valeurs élevées de densité choisie peuvent être justifiées du fait que le dernier orage à ces dates était du 1er décembre, la plasmasphère avait donc eu le temps de revenir à son état normal.



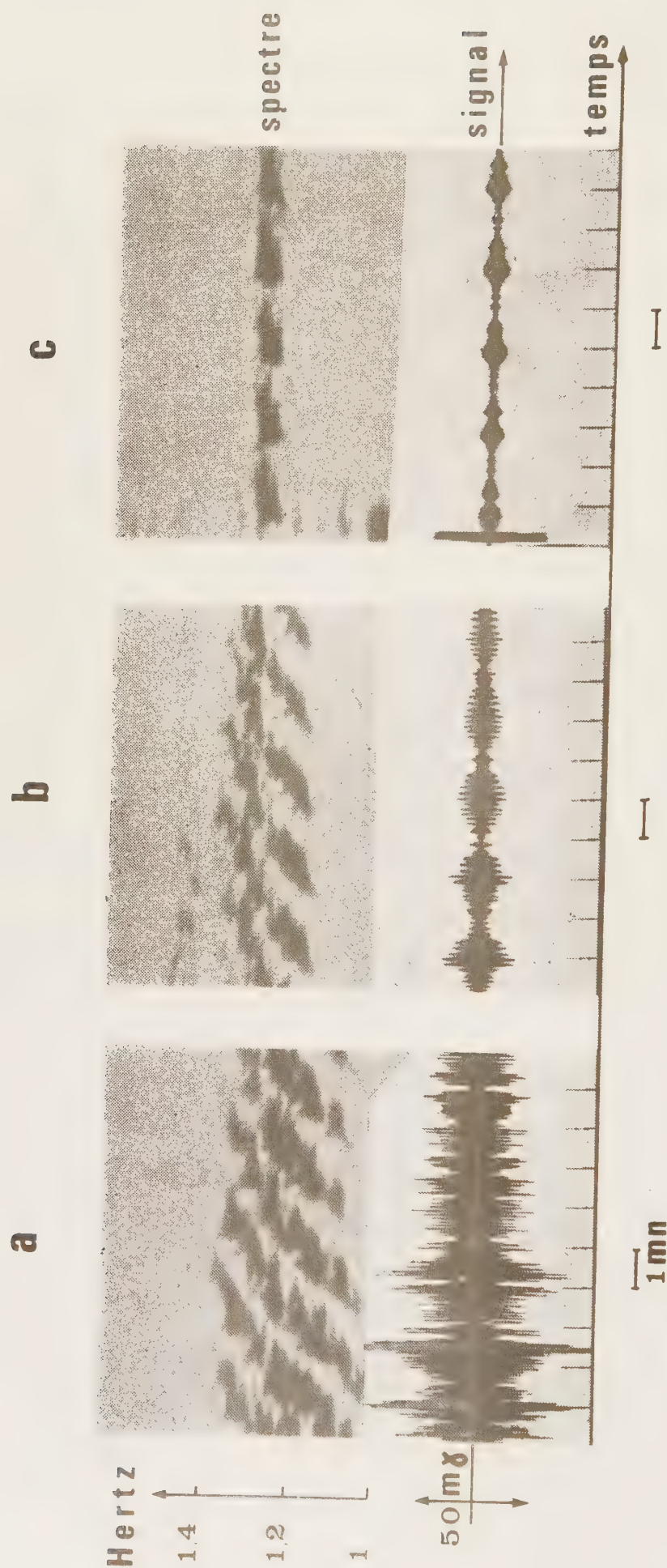
| Date     | Heure         | LE  | CF  | LE/CF | Fr,Hz | 2t,s | Type |
|----------|---------------|-----|-----|-------|-------|------|------|
| 12-12-67 | 09h30 à 10h30 | 35  | 5   | 0,7   | 0,8   | 130  | Pcl  |
| 14-12-67 | 05h10 à 06h00 | 4   | 4   | 1     | 0,6   | 115  | Pcl  |
| 15-12-67 | 06h30 à 07h30 | 3   | 2,3 | 1,3   | 1     | 118  | Pcl  |
| 09-03-68 | 06h30 à 07h30 | 50  | 3   | 17    | 1     | 103  | Pcl  |
| 09-03-68 | 07h30 à 08h30 | 100 | 2   | 50    | 1     | 100  | Pcl  |
| 09-03-68 | 08h35 à 09h30 | 30  | 2   | 15    | 1     | 105  | Pcl  |
| 11-03-68 | 01h40 à 02h30 | 13  | 3   | 4,3   | 1     | 130  | Pcl  |
| 11-03-68 | 04h25 à 05h30 | 17  | 4,5 | 3,8   | 1,16  | 111  | Pcl  |
| 11-03-68 | 05h30 à 06h35 | 10  | 1   | 10    | 1,3   | 120  | Pcl  |
| 11-03-68 | 06h45 à 07h40 | 20  | 1,8 | 11    | 0,93  | 100  | Pcl  |
| 11-03-68 | 07h40 à 08h40 | 12  | 1   | 12    | 1,05  | 93   | Pcl  |
| 23-03-68 | 21h20 à 21h45 | 10  | 4   | 2,5   |       |      | IPDP |

Les densités d'amplitude sont données en  $m\gamma \text{ (Hz)}^{-1/2}$

- Au cours de la journée du 11 l'effet d'absorption de jour est plus important à Chambon de 3h à 8h : le rapport des amplitudes passe de 4 à 12.

- Le rapport maximum présenté ici a été obtenu le 9 mars à 8h : il est de 50 (34dB). Nous montrerons que pour les Pcl, au stade actuel de nos connaissances, il est difficile d'attribuer cette atténuation à une propagation dans le SMIG.

- Par contre pour l'IPDP du 23-3 le rapport de 2,5 nous permet de déterminer une atténuation due au SMIG à 21 h : elle est de 6 dB/1000 km, la longueur d'atténuation est de 1460 km (Greifinger, 1968, a trouvé 650 à 950 km de jour et de 2000 à 5000 km de nuit en période d'activité solaire maximum).



11-3-68 LERWICK

FIG. 2 - 9

Détails de la figure 2 - 7 et comparaison avec les formes d'onde correspondantes :

- a) Cas complexe où trois éléments  $E$  peuvent être simultanément présents.
- b) Deux éléments seulement peuvent donner lieu à des battements ; ceux-ci sont alors plus réguliers.
- c) La modulation à l'intérieur d'un  $E$  se présente, sur la forme d'onde, comme un battement lent.

### 2-3 Etude des formes d'onde

Les spectres ne nous donnent pas d'indication précise sur les battements susceptibles d'intervenir entre les diverses fréquences. Précisons les relations qui lient les spectre  $A = g(f, t)$  au forme d'onde  $B = h(t)$ . Quand l'étendue de fréquence correspondant à un Pc-1 est faible, il est possible d'attribuer à chaque élément du spectre une perle de la forme d'onde (fig. 2-9). Si le domaine de fréquence des Pc-1 augmente, une modulation d'amplitude apparaît à l'intérieur de l'enveloppe d'une perle, elle a été appelée "grain" par Heacock (1962) ; sur les spectres, des structures apparaissent au cours des montées de fréquence et, pour des largeurs de fréquence supérieures à 0,2 Hz, ces divers éléments se chevauchent. Sur les enregistrements papier, les gains correspondent à des battements, soit entre fréquences d'un même E (fig.2-9c), soit entre E (fig.2-9b) ; il peut y avoir simultanément battements entre plusieurs E et à l'intérieur d'un même E. Dans ce dernier cas, la fréquence des battements est grande et la forme d'onde complexe (fig.2-9a).

L'étude des Pc-1 de large étendue spectrale nous donne de nouveaux résultats. Il est possible de reconnaître, à Chambon-la-Forêt, les gains observés à Lerwick. Ainsi, non seulement les spectres se correspondent, mais les relations de phase entre les trains, de fréquence observés au sonagraphe sont conservées. Or les montées de fréquence successives correspondent à des allers et retours de paquets d'onde entre les deux hémisphères ; on peut penser qu'à tout instant, les relations de phase entre deux montées qui se chevauchent sont donc aléatoires ; ainsi, la conservation de cet écart de phase entre les deux stations distantes de 1350 km nécessite que la partie non commune de la propagation se fasse sans dispersion décelable et suivant un seul trajet.

Une enveloppe ne définit pas la forme de l'onde. Les enveloppes des composantes H et D du signal sont généralement



semblables, alors que les signaux ne sont pas toujours identiques. La détermination du temps correspondant au zéro de l'enveloppe fait l'objet du paragraphe suivant, la comparaison entre les signaux H et D est faite au paragraphe Polarisation.

#### 2-4 Comparaison des temps d'arrivée

Dans un premier temps, nous avons indiqué que les structures spectrales étaient semblables d'une station à l'autre, une analyse plus détaillée montre que les enregistrements graphiques correspondants peuvent présenter des retards de plusieurs secondes. Diverses mesures d'écart de temps d'arrivée ont déjà été faites entre stations d'un même hémisphère pour des pulsations du type Pc-1 (WENTWORTH et al., 1966) par des techniques de "perles de culture", les auteurs en déduisent une vitesse de propagation dans le guide : 940 km/s. Manchester (1968) a obtenu de nombreux résultats relatifs au guide ; les stations utilisées étaient à des latitudes de  $42^\circ$  et  $53\ 9^\circ$  S, donc situées plus loin des zones aurorales que les stations de Lerwick et Chambon-la-Forêt ; il est donc intéressant de comparer ses résultats aux nôtres. La technique qu'il a utilisée consiste à isoler par filtrage la fréquence à analyser, à en déterminer l'enveloppe à chaque station, à tracer la fonction de corrélation correspondante. Cette méthode a l'avantage de donner un résultat même quand le signal est de faible amplitude, elle constitue une moyenne sur un intervalle de temps donné. Elle lui a permis de trouver une variation de vitesse dans le guide en fonction de  $f_o F_2$  (fréquence maximum réfléchie par la couche  $F_2$  dans le mode ordinaire). En ce qui concerne, dans les résultats présentés ici, nous avons adopté une méthode moins efficace (moins de cas analysables) mais qui donne un résultat localisé à un instant donné ; ainsi, une variation éventuelle de la position de la source pourrait être déterminée. De plus, il convient de vérifier que le résultat ne dépend pas des composantes choisies (F. GLANGEAUD, 1969) : nous avons éliminé tous les cas où les enveloppes des composantes H et D étaient différentes



(cas de polarisation non stable). Enfin nos mesures ont porté sur l'ensemble des fréquences des signaux ; le fait qu'elles soient alors possibles tient à ce que la propagation ionosphériques se fait sans dispersion. Aux latitudes qui correspondent à nos stations, il est possible de considérer que les IPDP sont guidés par le SMIG. Nous allons montrer qu'il n'en est pas de même pour les Pcl. A partir des écarts de temps d'arrivées mesurés, nous avons cherché à déterminer la position d'un point source dans l'ionosphère à partir duquel la propagation n'est plus liée aux lignes de force.

En ce qui concerne les IPDP, leurs spectres ont, en général, une grande analogie, mais les structures ne s'identifient bien qu'au début de l'évènement, il ne sera donc possible de faire qu'une ou deux mesures. Il est aussi nécessaire que les réponses de phase des équipements aux deux stations soient identiques.

Plaçons-nous dans le cas où l'on a déterminé le temps correspondant à un zéro de l'enveloppe du signal ; à cet instant, en supposant que ce zéro soit dû à un battement de deux vibrations de fréquence  $f_1$  et  $f_2$  et d'amplitude égale, les phases instantanées correspondantes  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  satisfont la relation

$$\begin{aligned} \Phi_2 - \Phi_1 &= (2k + 1)\pi \quad \text{avec } \Phi_1 = 2\pi f_1 t + \varphi_1 \\ \text{et } \Phi_2 &= 2\pi f_2 t + \varphi_2 \end{aligned}$$

$\varphi_1$  et  $\varphi_2$  sont les phases des signaux à la sortie des chaînes de réception au temps  $t = 0$ . Entre les deux stations, les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont identiques mais supposons que la différence entre les équipements introduisent un écart de phase supplémentaires  $\delta (\Delta \varphi)$  il s'ensuit une imprécision sur la détermination du temps  $\delta t = 1/\Delta f \cdot \delta \Delta \varphi / 2\pi$ . Par exemple, pour des études de battement entre des fréquences de 1 et 1,1 Hz à mieux que 0,1 s, l'identité de la variation de réponse de phase



entre ces deux fréquences doit être de  $2\pi/100$ . Une réponse de phase stationnaire dans le domaine de fréquence des Pcl facilite le respect de cette norme. Dans notre équipement à 1 Hz :

$\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\varphi}{\Delta f} = 0,26$  à l'entrée du magnétophone et 0,01 à la sortie des préamplificateurs galvanométriques (dont le réglage est plus délicat). Les instruments disposés à chaque station respectent ces normes, nous avons pu ainsi assurer l'identité de leur réponse de phase à  $2\pi/100$  près.

#### 2-4-1 Technique de mesure

Rappelons que les ordres de grandeur des temps à mesurer sont de quelques secondes ; la précision de détermination du temps auquel a lieu la mesure du zéro de battement est satisfaisante à partir de 0,2 s soit en tenant compte des incertitudes d'horloge 0,1 s, l'erreur absolue est 0,3 s. Ceci n'est possible que si le produit  $0,2 A\omega$  est supérieur à l'amplitude efficace moyenne du bruit de fond,  $A$  étant l'amplitude des ventres de battements et  $\omega/2\pi = F'$  leur fréquence,  $F'$  est proportionnel à  $\Delta f$ , largeur du spectre des pulsations. Ces conditions de largeur de bande et d'amplitude, sont rarement remplies aux deux stations, pour une même pulsation.

Les signaux à étudier sont reproduits sur papier après lecture au magnétophone. Ils sont amplifiés de telle sorte que les niveaux correspondant aux deux stations soient comparables, il est ainsi beaucoup plus facile d'identifier deux à deux les zéros de l'enveloppe ; nous éliminons aussi par filtrage (identique en phase pour les deux voies) les fréquences extérieures au domaine de la pulsation étudiée. Les vitesses de déroulement sont lentes quand il s'agit de reconnaître les pulsations qui se correspondent, rapides pour déterminer les instants du passage à zéro de l'enveloppe. Une base de temps des secondes,



TABLEAU II

| Nature                     | Pc-1            |         |      |      |      |      |      |      |     | IPDP         |         |
|----------------------------|-----------------|---------|------|------|------|------|------|------|-----|--------------|---------|
|                            | 9-3-68          | 11-3-68 |      |      |      |      |      |      |     | 1-12-67      | 23-3-68 |
| ce.....                    | 07              | 01      | 01   | 04   | 05   | 05   | 05   | 05   | 07  | 18           | 21      |
| ure T.U.....               | 41              | 54      | 57   | 50   | 09   | 10   | 11   | 14   | 50  | 33           | 29      |
| ute .....                  |                 |         |      |      |      |      |      |      |     |              |         |
| ard de CF sur le           |                 |         |      |      |      |      |      |      |     |              |         |
| E (en s) .....             | 0               | 1       | 0,6  | 1,5  | 1,3  | 1,4  | 1,4  | 1,3  | 2   | 2 à 4        | 3,5     |
| s de polarisation :        |                 |         |      |      |      |      |      |      |     |              |         |
| E.....                     | D               | D       | D    | D    | D    | D    | D    | D    | G   | G            | D       |
| CF.....                    | Recti-<br>ligne | G       | G    | G    | G    | G    | G    | G    | D   | (D)          | D       |
| ance X en km ....          | 0               | 970     | 530  | 1700 | 1300 | 1500 | 1500 | 1300 | 900 |              |         |
| amètre L . ....            | 3,8             | 6,2     | 5    | 9,3  | 7,3  | 8,1  | 8,1  | 7,3  | 6,3 |              |         |
| esses théoriques<br>km/s.  | 350             | 700     | 700  | 650  | 650  | 650  | 650  | 650  | 350 |              |         |
| 0/ $\Delta t$ . km/s ..... |                 | 1350    | 2250 | 900  | 1004 | 960  | 960  | 1004 | 670 | 675<br>à 350 | 380     |

Résultats de mesures d'écart de temps d'arrivée entre deux stations distantes de 1350 km et essais de localisation, à partir de ces mesures, du trajet suivi par les Pcl (selon les hypothèses de la figure 2-13). Nous avons aussi indiqué les vitesses théoriques, de propagation horizontale dans le guide, prévues par Fraser 1968 et les vitesses apparentes que l'on aurait si l'on supposait la propagation guidée.



Figure 2-10

Détermination des écarts de temps d'arrivée d'IPDP aux deux stations de Lerwick et Chambon-la-Forêt. Nous avons retardé le signal de Lerwick de 3,3 s pour obtenir une coïncidence des enveloppes. Nous évaluons l'erreur commise ici à  $\pm 0,5$  s. La correction due aux pendules est de + 0,17 s. Soit donc au total un retard de 3 s. Le signal correspondant à Lerwick est d'élongation légèrement plus faible. Remarquer que les signaux eux-mêmes sont superposables.

minutes et heures est simultanément reproduite sur papier. La lecture de temps est donc immédiate. Le déphasage entre les voies du magnétophone est rendu négligeable en utilisant une vitesse de déroulement nettement plus grande que ne le nécessite la fréquence supérieure à enregistrer.

#### 2-4-2 Temps de propagation des IPDP

Nos observations ont montré que les IPDP se produisent principalement aux environs de 19 h, heure locale. Pour préciser l'extension en longitude d'un même IPDP ou Pc-1, nous avons entrepris, avec Melle Lacourly et Mme Troitskaya, la comparaison des spectres correspondant aux stations de Lerwick et Sogra. Les enregistrements graphiques sont en effet insuffisants pour permettre de reconnaître des IPDP ou des Pc-1. En deux mois, nous n'avons trouvé qu'un seul cas d'IPDP simultanés : le 10 mars 1968 - mais les spectres sont différents. Selon la longitude, aux IPDP observés en un point, correspondent fréquemment des SIP en une autre station. Nous pouvons conclure que la structure d'un IPDP est bien localisée aux environs d'un même méridien. Les IPDP (Troitskaya, 1961-Liemohn 1969-Lacourly 1969) sont liés à des événements dans la queue de la magnétosphère. Ils sont donc engendrés sur des lignes de force correspondant à des paramètres L élevés. On peut donc penser qu'ils parviennent aux basses latitudes en se propageant le long d'un méridien. Le guidage est généralement attribué au guide d'onde "sub-magnétosphérique" (KNAFLICH et al., 1968). Les différences entre les temps d'arrivée d'IPDP reçus aux stations de Lerwick et Chambon nous donnent, dans ces hypothèses, une bonne approximation de la vitesse de propagation dans le guide. Le tableau II page 65 indique les résultats trouvés selon notre théorie (voir figure 2-10).

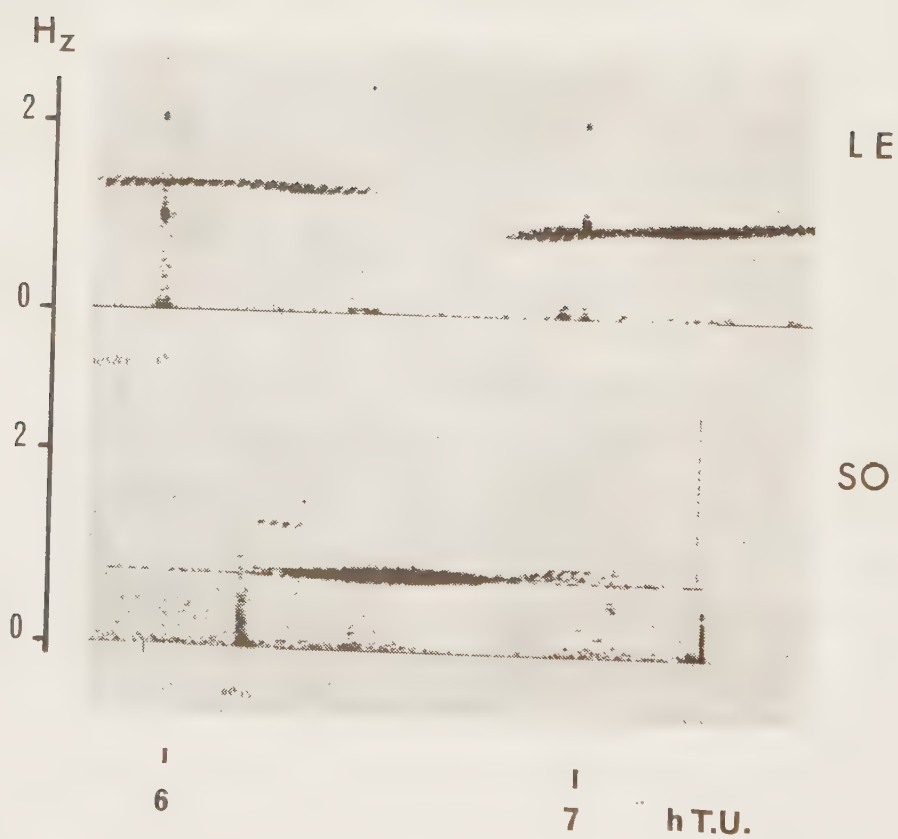


FIG. 2 - 11

Comparaison des spectres en longitude entre Lerwick et Sogra,  
enregistrement de S. Lacourly.

L'orage du 1er décembre 1967 a débuté à 18h 21 T.U. Les pulsations qui suivent le SSC sont assez brèves, de 18h 31 à 18h 37 et de période voisine de 2 s. Fig. 2-5 et 2-10. Ces pulsations ont été classées ici comme IPDP du fait de l'heure locale et des conditions d'agitation qui les accompagnent. De plus elles présentent une légère dispersion. L'identification des formes d'onde laisse une incertitude entre deux détermination des différences de temps d'arrivée, soit 2 ou 4 s.

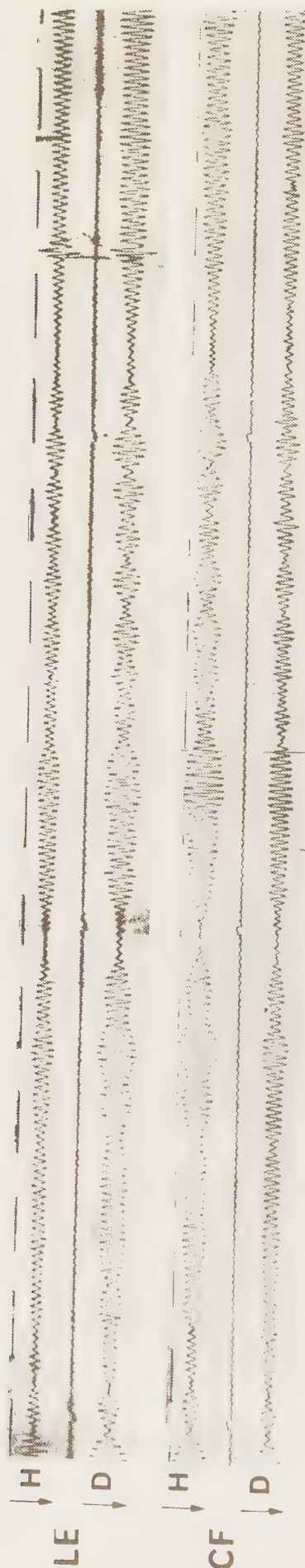
L'IPDP du 23 mars 1968 est lié à une baie aurorale, les spectres correspondants, bien typiques d'un IPDP, présentent une queue. Les 3,5 s d'écart observées correspondent alors à une vitesse apparente au sol de 380 km/s. Cet ordre de grandeur de vitesse est en accord avec les prévisions théoriques de Greifinger 1968

Son calcul, plus complet que ceux de Tepley et al. (1966) ou de Wentworth et al. (1966) est basé sur la détermination des modes, le long d'un méridien, en propagation horizontale, dans un champ magnétique uniforme et en tenant compte des collisions. De jour, en période de minimum d'activité solaire, il indique pour le premier mode, des vitesses de propagation de l'ordre de 350 à 360 km/s (de nuit 720 à 790 km/s) ; en période d'activité solaire maximum ces chiffres deviennent 170 à 190 et 400 kms, il trouve aussi que cette propagation se fait sans dispersion.

#### 2-4-3 Traversée de l'ionosphère par les Pc-1

En ce qui concerne les Pc-1, les hypothèses attribuant les écarts observés à des propagations horizontales et selon le méridien sont moins justifiées. La comparaison des Pc-1 à entre des stations différemment réparties en longitude est encore en cours. D'ores et déjà, des pulsations simultanées aux deux stations de Lerwick et Sogra ont été reconnues comme ayant des structures identiques : cependant, les occurrences (début et fin de l'ensemble des pulsations) sont différentes (fig.2-11).

Pc<sub>1</sub>



05 h 09

05 h 10

T.U.

11 - 3 - 68

Echelle 1/5

FIG. 2 - 12

Détermination des écarts de temps d'arrivée de *Pc*-1 aux deux stations de Lerwick et Chambon-la-Forêt. Le temps (trace centrale) est lu au passage à zéro des enveloppes. Il s'agit donc d'une détermination instantanée. Dans le cas présent, après tracé des enveloppes, nous n'avons retenu que les résultats correspondant aux temps de 05 h 08 mn 59 s, 09 mn 46 s, 09 mn 57 s. Ces instants de passage à zéro de l'enveloppe correspondent au début d'arrivée des paquets d'énergie. Les temps lus sur les pistes centrales sont corrigés pour tenir compte des dérives éventuelles des horloges à quartz. Les traces supérieures correspondent à des instants de prise de vue de polarisation.

Les résultats présentés dans le tableau II ci-dessus indiquent des retards de Chambon-la-Forêt sur Lerwick variant, suivant les cas, de 0 à  $2s \pm 0,3s$ . Ces mesures ont été faites à partir des cas facilement mesurables (fig. 2-12), c'est-à-dire de Pcl peu atténués. Elles correspondent donc à des heures particulières et à des Pcl se propageant le long des lignes de force relativement proches. Comme nous l'avons montré au paragraphe 2, les perles observées aux deux stations ont emprunté une même ligne de force ; les différences de chemin optique ne se produisent que dans la dernière partie du trajet.

Le but de ces mesures n'est pas de déterminer une vitesse de propagation de Pc-1, mais de préciser par triangulation (DELLOUE et al., 1963) la ligne de force correspondant à un Pc-1. A cette fin, il serait préférable d'avoir trois stations distantes de 1000 km environ disposées en triangle. Nous pouvons cependant montrer que les résultats obtenus à partir de deux stations nous donnent une première approximation du paramètre L. Nous devons faire trois sortes d'hypothèses simplificatrices. (fig. 2-13) :

1. Au-dessus d'une certaine altitude  $h_0$ , la propagation est guidée le long d'une ligne de force ; pour  $h = h_0$ , le rayonnement se fait à partir d'un point-source S.

2. La propagation à partir de ce point est sphérique et se fait à une vitesse constante (V).

3. Ce point-source est proche du plan méridien de nos deux stations (distance  $z_0$ ).

Discutons la validité de ces trois hypothèses : soit x la distance qui sépare le point M milieu de Lerwick-Chambon à la projection de S sur la droite LE-CF. x est donné par la formule suivante :

$$\frac{x^2}{(\Delta t)^2} = \frac{V^2}{4} + \frac{h_0^2 + z_0^2}{\frac{1350^2}{V} - (\Delta t)^2}$$

L est calculé en supposant le champ dipolaire, et  $\Delta t$  est l'écart de temps d'arrière aux deux stations.



FIG. 2-13

Schéma de propagation selon des hypothèses simplificatrices. Ce schéma est utilisé pour calculer les paramètres  $X$  et  $L$  correspondant aux  $Pc-1$  à partir des  $\Delta t$  trouvés,  $\Delta t$  étant le retard des signaux reçus à Chambon par rapport à ceux reçus à Lerwick. Le lieu des points à  $\Delta t$  constant est une hyperbole. Son intersection avec la hauteur virtuelle de source ( $H$ , supposée rectiligne) est  $S$ .  $X$  est la distance de  $M$  à la projection de  $S$  sur la corde qui lie Chambon à Lerwick.  $L$  est calculé en coordonnées sphériques en prenant comme latitude géomagnétique  $50,4^\circ$  pour Chambon et  $52,5^\circ$  pour Lerwick. Dans le cas présent, les coordonnées géomagnétiques se déduisent des coordonnées géographiques par une simple rotation.

Jusqu'à une altitude de 6000 km, l'approximation WKB est valable à 1 Hz. A 3000 km la vitesse d'Alfvén varie brusquement, au-dessous de cette altitude les conditions de propagation sont modifiées. Le point S n'est pas une réalité physique mais permet d'obtenir une détermination de L, meilleure que si l'on suppose la propagation d'abord guidée jusqu'au sol puis horizontale.

Dans la magnétosphère, la direction de propagation est généralement supposée voisine de la direction du champ magnétique. On peut faire correspondre aux écarts de temps  $\Delta t$  observés au sol, un point-source à condition d'en définir l'altitude.

Ces écarts de temps sont principalement dus à des différences de trajet et non à des différences de vitesse. En effet, tant que la propagation se fait dans une direction voisine du champ magnétique terrestre, les variations de vitesse dues au gradient de densité électronique ont des effets comparables sur les ondes correspondantes à Lerwick et Chambon ; quand la propagation s'en écarte beaucoup (vers 1000 km), les vitesses sont moins fonction de l'altitude. Nous les supposerons ici constantes et égales aux vitesses annoncées par Manchester (1966), fonction de l'heure locale, bien qu'il s'agisse alors de vitesses horizontales. Nous prendrons dans notre schéma  $h_0 = 1500$  km, c'est-à-dire à mi-chemin entre le sol et le maximum de vitesse d'Alfvén. Une détermination expérimentale de cette hauteur sera faite au paragraphe 3-8-2.

Quand le point-source s'écarte de  $z_0$  du méridien d'observation à  $\Delta t$  constant, la latitude de la source augmente : cependant, les mesures sont faites quand l'amplitude aux deux stations est maximum. Il est donc probable que S est proche du méridien et, en tous cas ne peut s'écarter de plus de 1000 km.

Dans le tableau II, nous avons indiqué, d'une part, les résultats de mesure de  $\Delta t$  et de polarisation, d'autre part, les déductions qui peuvent en être faites. Les précisions de X et L sont données par les formules suivantes : (pour  $h/R \ll 1$ )



$$\frac{dX}{X} = 11 \frac{dV}{V} + 0,85 \frac{dh_o}{h_o} + 1,1 \frac{d(\Delta t)}{\Delta t}$$

$$\frac{dL}{L} = 3 \frac{dX}{R} + \frac{dh_o}{R} ;$$

R : distance au centre de la terre.

L'erreur relative sur X est de l'ordre de la somme de celles sur V,  $h_o$  et  $\Delta t$ . Seule la détermination des points sources situés entre CF et LE est précise (dX de l'ordre de 50 km). Tant que X reste petit devant  $h_o$ , l'erreur principale faite sur L provient de l'incertitude de h comparée à R.

Ces déterminations, bien que de précision généralement faible, sont intéressantes : en effet, dans le même tableau sont indiquées les vitesses  $V_t$  prévues par la théorie et les vitesses  $V_e$  expérimentales que l'on aurait si l'on admettait à nos latitudes une propagation guidée par le SMIG.  $V_t$  et  $V_e$  diffèrent, nous avons alors proposé une propagation à partir d'un point. Les ordres de grandeur de la position de ce point sont déterminés par X et  $h_o$ . Dans le chapitre III, nous comparerons les valeurs trouvées pour L dans ces conditions avec celles déterminées à partir de mesures de dispersion ; il nous sera alors peut-être possible de vérifier si la hauteur  $h_o$  choisie est réaliste.

Ces déterminations de vitesse de groupe à partir des IPDP, ou de paramètre L en fonction de  $h_o$  correspondant à un Pc-1, n'ont de sens que lorsque les enveloppes des composantes H et D sont semblables. L'étude de la polarisation permet de vérifier cette hypothèse.

## 2-5 Etude de la polarisation en une station

Les composantes H et D des variations magnétiques sont envoyées, après accélération, au magnétophone de lecture sur deux plaques d'un oscilloscope. Elles forment une figure de Lissajous (fig2-15) que nous appellerons polarisation. Ces figures sont composées à partir de signaux pouvant avoir des

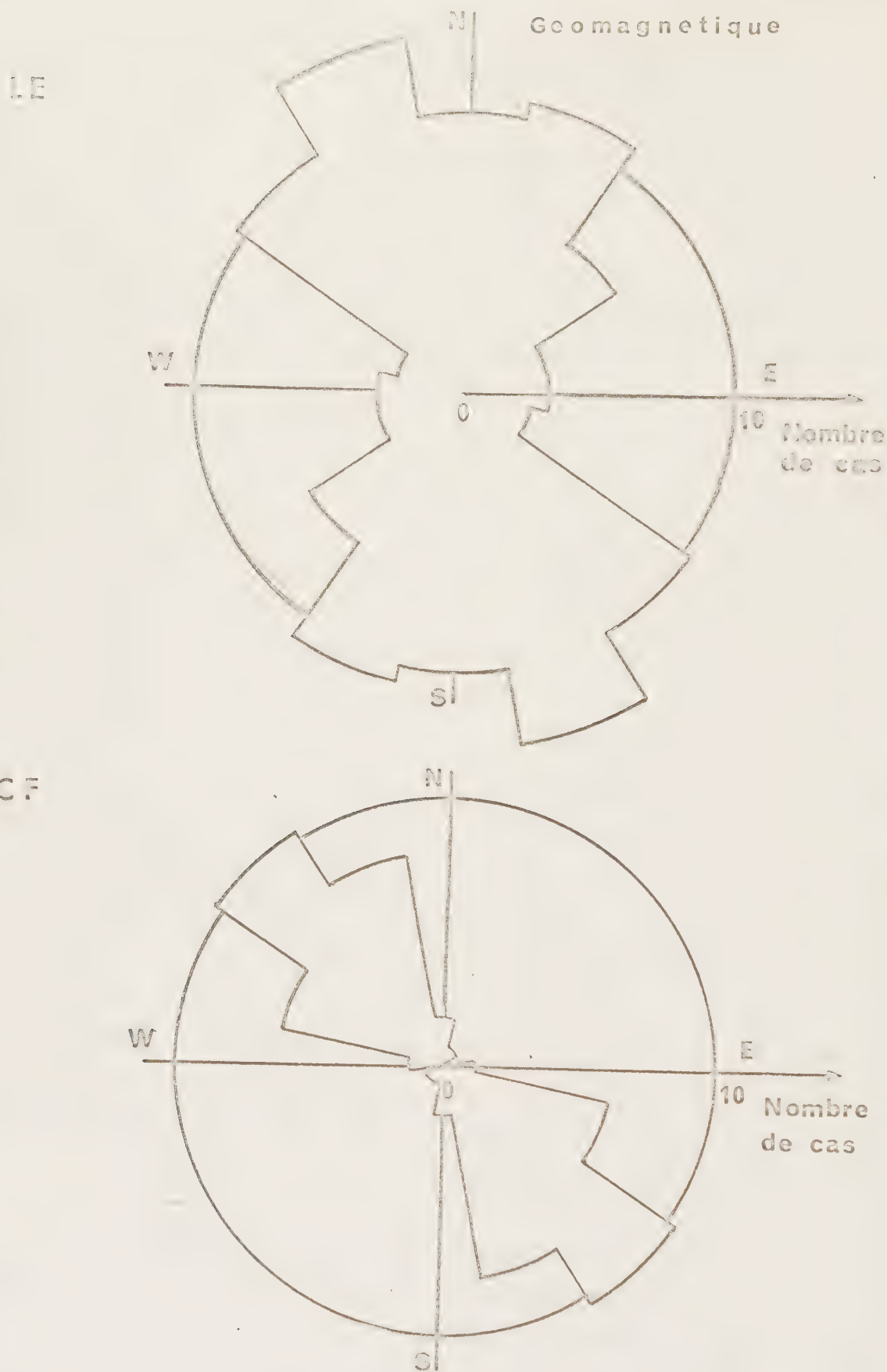


FIG. 2-14

Répartition statistique de la direction du grand axe de la figure de polarisation de *Pc-1* et d'*IPDP*.

spectres complexes ; aucun filtrage sélectif préalable n'est effectué. Elles sont filmées "vue par vue" ou simplement observées. Pour cette étude, il est nécessaire que les signaux soient d'amplitude nettement supérieure au bruit de fond présent dans le domaine de fréquence correspondant (les bruits extérieurs à cette bande de fréquence sont éliminés). Seule, une partie des cas de Pc-1 détectés à partir d'analyse spectrale, peut donc être exploitée. Une centaine d'heures de Pc-1 est utilisable à Lerwick ainsi que 12 cas d'IPDP et, à Chambon-la-Forêt, 36 heures de Pc-1 et 6 IPDP. Cette étude nous a permis de trouver des résultats concernant les Pc-1 et IPDP dans quatre domaines : influence du sous-sol, stabilité de la polarisation, comparaison entre stations et étude du sens de rotation. Ce dernier paramètre fera l'objet du paragraphe 2-5-4.

#### 2-5-1 Influence du sous-sol

Nous allons tout d'abord dégager les principales caractéristiques propres à chaque station. Nous avons étudié la répartition de la direction du grand axe de l'ellipse de polarisation (fig.2-14). A Lerwick, la polarisation des Pc-1 et IPDP est plus souvent en H qu'en D, mais toutes les directions sont possibles. A Chambon-la-Forêt, une direction privilégiée existe et, sur les 28 heures analysables, la direction perpendiculaire n'a jamais été observée. Nous avons vu (fig.2-4) que la plupart des Pc-1 se produisent à Chambon-la-Forêt entre 5h et 8h (heure locale) ; ainsi, si l'heure locale a une influence sur la direction de polarisation, il serait possible d'expliquer l'effet directif constaté. En fait, cela semble peu vraisemblable, car les phénomènes qui s'écartent le plus de cette direction ne correspondent pas systématiquement à des heures inhabituelles ; cependant, ces cas limites ont, en général, un paramètre  $\xi$  (rapport du petit axe sur le grand axe) plus élevé que la moyenne. Tout ceci nous conduit à penser qu'un plan conducteur vertical

| Date    | Heure T.U.    | Fréquence, Hz | Direction | Sens | $\epsilon$ | LE | CF |
|---------|---------------|---------------|-----------|------|------------|----|----|
| 1-1-68  | 15 30 - 16    | 0,4 - 1       | N         | D    | 1/3        |    | —  |
|         | 15 35 - 15 45 |               | V         | G    |            | —  |    |
|         | 16 - 17       | 0,7 - 1       | WNW       | D    | 1/3        |    | —  |
|         | 16 05 - 16 30 |               | V         | D    | 1/2        | —  |    |
| 4-1-69  | 20 55 - 23 44 | 1 - 1,4       | NNW       | D    | 1/2        |    | —  |
|         | 04 05 - 04 30 | 0,8 - 1       | WNW       | G    | 1/2        |    | —  |
|         | 04 05 - 04 25 |               | V         | D    | V          | —  |    |
|         | 05 15 - 06 20 | 0,6 - 1,2     | WNW       | G    | 1/2        |    | —  |
| 5-1-68  | 05 25 - 06 20 |               | V         | D    | V          | —  |    |
|         | 03 55 - 05 40 | 1,3 - 1,7     | NW        | G    | 1/3        |    | —  |
| 14-2-68 | 03 50 - 05 20 |               |           | D    |            | —  |    |
|         | 06 40 - 07 05 | 0,8 - 1       | NW        | G    | 1/2        |    | —  |
|         |               |               | NE        | D    | 1/3        | —  |    |
|         | 07 10         | 0,8 - 1       | NW        | D    | 1/4        |    | —  |
| 16-2-68 | 07 - 08       | 1,5 - 1,8     | NW        | D    | 1/3        |    | —  |
|         |               | 1,5 - 2,2     | NW        | G    | 2/3        | —  |    |
| 17-2-68 | 04 30 - 05    | 1,5 - 2,3     | N         | D    | 1/3        |    | —  |
|         |               |               | F         |      |            | —  |    |
| 27-2-68 | 02 - 02 15    | 0,9 - 1,1     | NNW       | G    | 1/4        |    | —  |
|         | 02 45 - 03    | 0,8 - 1,1     | V         | D    | 1/3        |    | —  |
|         | 02 40 - 03    |               | NNE       | G    | 1/3        | —  |    |
|         | 22 05 - 22 25 | 0,5 - 1,5     | NW        | D    | 2/3        |    | —  |
|         | 21 15 - 22 40 | 0,7 - 1,2     | V         | D    |            | —  |    |
|         | 22 55 - 23 10 | —             | NNW       | G    |            |    | —  |
| 9-3-68  | 07 - 08       | 0,8 - 1       | V         |      |            | —  | —  |
|         | 06 30 - 09 30 |               | V         |      |            | —  | —  |
| 11-3-68 | 01 40 - 02 30 | 0,8 - 1,2     | NW        | G    | V          |    | —  |
|         | 01 40 - 02 30 |               |           | D    |            | —  |    |
|         | 04 30 - 06 25 | 1 - 1,4       | NNW       | G    | V          |    | —  |
|         | 04 25 - 06 30 |               | V         | D    | V          | —  |    |
|         | 06 50 - 08 30 | 0,8 - 1,2     | WNW       | D    | 1/4        |    | —  |
|         | 06 45 - 08 30 |               | NW        | G    | 1/2        | —  |    |

V : variable. Les caractéristiques de LE sont en italique quand elles diffèrent de celles de CF. Le "—" dans la colonne LE ou CF indique la station où a été faite l'observation.



Figure 2-15

Photographies de polarisation de Pcl prises à des intervalles de temps réguliers à partir de 05 h 11 mn 57 s T.U.. Chaque cliché correspond à une pose de 5 s.

peut exister sous le sol de l'observatoire. Ces observations sont à rapprocher de celles de Fournier (1969) qui, par des méthodes magnéto-telluriques, arrive à des conclusions semblables.

Le rapport est en moyenne plus grand à Lerwick qu'à Chambon-la-Forêt. Il est respectivement de l'ordre de 0,51 et 0,36 pour les Pc-1, et 0,45 et (0,26) pour les IPDP (il n'y a que trois cas d'IPDP, utilisables à CF). Ces ordres de grandeur corroborent un effet de guidage plus marqué à Chambon qu'à Lerwick, car la propagation dans le guide a tendance à rendre la polarisation plus rectiligne (GREIFINGER, 1968). Cette influence est possible car la longueur d'atténuation est de l'ordre de la distance de nos stations. On retrouve là un argument en faveur d'un guidage effectif des IPDP vers les basses latitudes. Il est cependant difficile de séparer l'effet du sol de l'effet du guide d'onde SMIG. La direction privilégiée de Chambon-la-Forêt est NNE et non pas N ; d'autres campagnes de mesure sont prévues pour lever cette ambiguïté.

#### 2-5-2 Stabilité de la figure de polarisation

Cette étude est uniquement basée sur les résultats de Lerwick où toutes les formes de polarisation sont possibles.

Pour les IPDP, nos mesures n'ont porté que sur les premières minutes car la polarisation devient, par la suite, rapidement complexe. La direction n'ayant été observable que dans neuf cas sur vingt, il n'est pas possible de tirer des résultats statistiques d'un aussi faible nombre. Cependant, on peut remarquer que les directions sont susceptibles de suivre la même loi que celle trouvée pour les Pc-1.

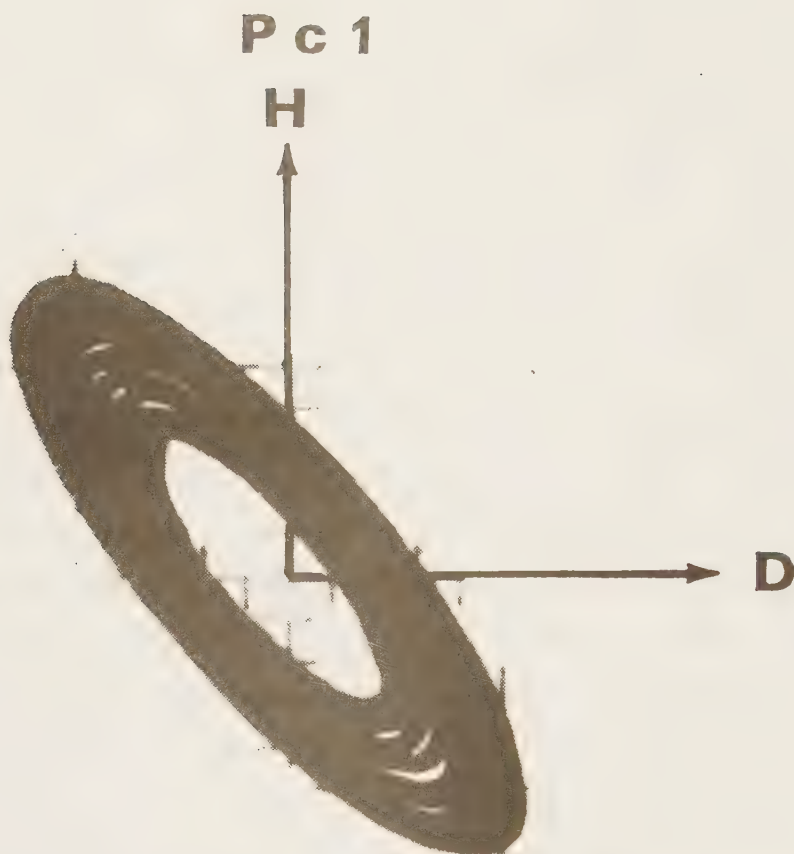
Pour les Pc-1, Heacock (1967) a déjà remarqué que la figure de polarisation de perles (de spectre de fréquence étroit) pouvait être très stable. Les proportions des sens droit et gauche ont été trouvées similaires. Nos mesures sur les Pc-1 correspondent à cinq mois d'enregistrement continu. Elles montrent que la polarisation peut être stable même lorsque les mesures sont faites sur une large bande de fréquence (fig. 2-15 et 2-16)



Il convient, toutefois, de préciser ce que l'on entend par stable : la mesure n'est possible que lorsque l'amplitude du signal est trois fois supérieure à celle du bruit. Il en résulte une indétermination de la polarisation au passage à zéro de l'enveloppe. Nous considérons qu'une ellipse de polarisation est stable quand  $\tilde{\Phi}$  (direction du grand axe) varie de moins de  $10^\circ$  (exception faite pour les cas circulaires) et que le rapport  $\xi$  ne s'écarte pas de 10 % de sa valeur moyenne. Lorsque l'amplitude de l'enveloppe varie, à  $\tilde{\Phi}$  et  $\xi$  constants, une ellipse de polarisation stable reste homothétique par rapport à l'origine (exemple : fig. 2-15). Il est remarquable que la polarisation des Pc-1 puisse être stable en bande large dans un nombre de cas important : 50 %. Cependant, toutes les exceptions sont possibles, même des Pc-1 de bande de fréquence étroite et constante peuvent présenter une polarisation instable. Il convient donc de se préoccuper des cas simples, qui, heureusement, sont nombreux. Les enveloppes des composantes H et D, correspondant à une polarisation stable, ont des zéros simultanés (fig. 2-16) ; il n'y a pas d'effet Faraday, ces deux ondes arrivent simultanément.

Nous avons cherché à reproduire, à l'aide de modèles, des signaux qui ont mêmes caractéristiques de spectre et de polarisation, c'est-à-dire dont les spectres présentent des pointillés et dont les polarisations sont stables. Cet aspect des Pc-1 au sonagraphe peut être obtenu, soit à partir de battements entre deux fréquences, soit en modulant l'amplitude du signal (la fréquence porteuse variant en dents de scie). Les figures de polarisation de tels signaux montrent que les polarisations ne sont stables que quand les paramètres  $\tilde{\Phi}$  et  $\xi$  sont indépendants de la fréquence.

Il est aussi possible d'obtenir des données à partir des cas de polarisation instable. Pope (1964) a étudié des exemples où seul le paramètre  $\tilde{\Phi}$  est fonction de la fréquence (battements). Pour de petites variations de  $\tilde{\Phi}$ , l'instabilité est limitée dans le temps au voisinage des passages à zéro de l'enveloppe du signal ; elle n'est donc pas toujours observable.



11-3-68 07h16 T.U. à LE

FIG. 2 - 16

Photographie de polarisation de *Pc-1* pendant une durée de huit périodes. Quand l'amplitude du signal varie, l'ellipse de polarisation reste identique en forme et direction. Cette polarisation est stable.

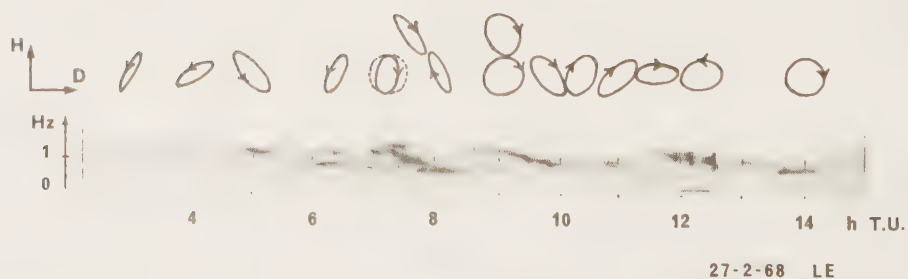


Figure 2-17

Polarisations correspondant à divers groupes de Pc1

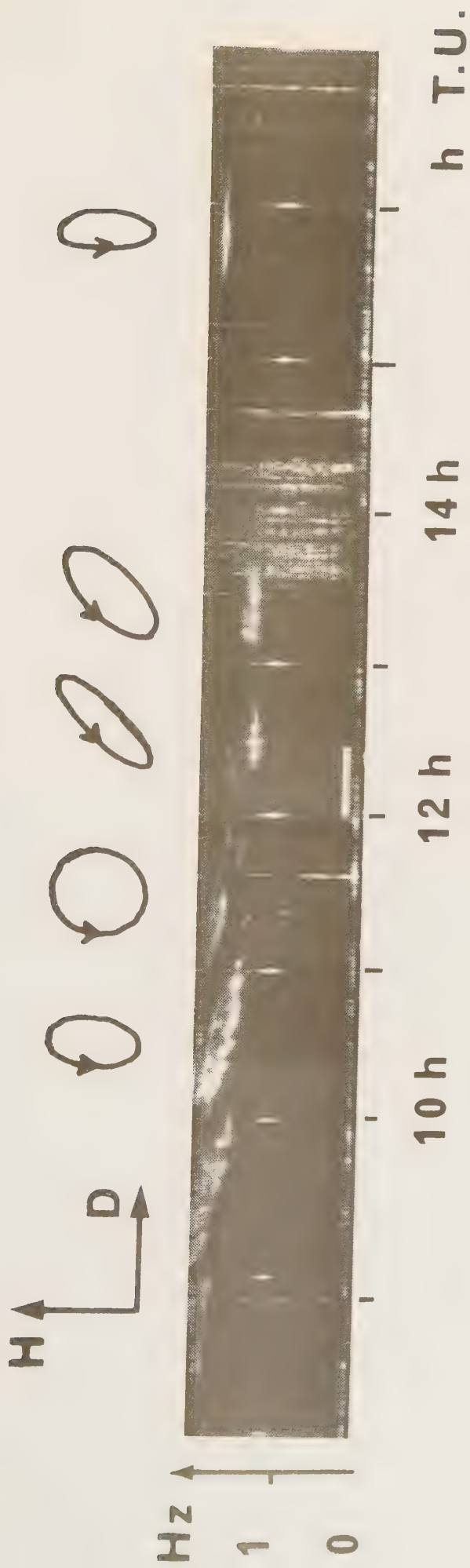
L'analyse des polarisations en bande large nous donne ainsi des indications sur la direction de polarisation moyenne et sur ses variations.

### 2-5-3 Durée de la stabilité

Nous avons déjà distingué, dans l'observation des sonographes, les pointillés et les éléments E. L'ensemble d'éléments E successifs forme un groupe. La durée d'un groupe est de l'ordre de l'heure, il peut y avoir plusieurs groupes à un même moment (fig. 2-17). En fait, les phénomènes, donnant lieu à des Pc-1, ont une extension dans le temps supérieure à celle observée : la durée du groupe défini ci-dessus est liée au point d'observation. Ses début et fin n'ont pas un caractère mondial (fig. 2-11). Nous avons déjà souligné ce fait lors de comparaisons entre les Pc-1 de Sogra et Lerwick.

En première approximation, à chaque groupe de Pc-1 peut être associée une figure de polarisation stable (fig. 2-18). Dans le cas où deux groupes existent simultanément, il est possible d'y associer deux polarisations différentes, c'est le cas du 27 février 1968, Même statistiquement, nos méthodes d'observation n'ont pas permis de trouver une relation de la direction  $\Phi$  ou du rapport  $\xi$  avec l'heure locale. Nous avons trouvé 55 cas où la polarisation d'un groupe est stable sur 127 exploitables. Parmi les cas variables, il est possible de classer les cas à  $\xi$  constant. Nous avons vu que les cas où  $\Phi$  varie proportionnellement au temps, étaient très rares ; plus fréquemment les variations de  $\Phi$  suivent les variations de la fréquence (fig. 2-19).



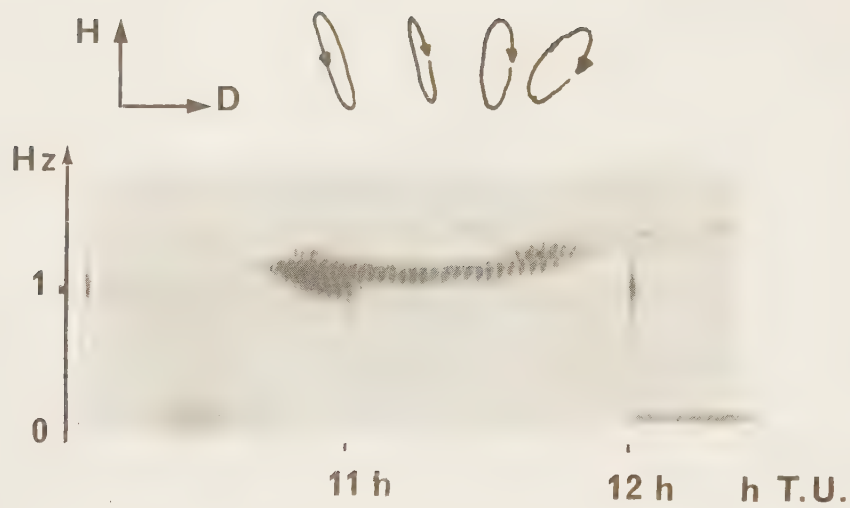


18-3-68 LE

FIG. 2-18  
Polarisations correspondant à divers groupes de  $P_c$ -1.







18-2-68 LE

Figure 2-19

Exemple où à une variation de la fréquence dominante, correspond une variation de la polarisation.

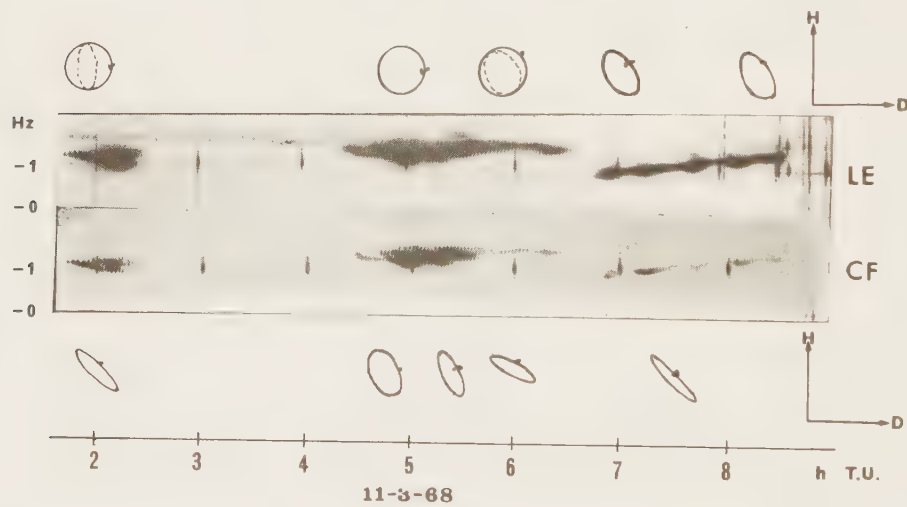


Figure 2- 20

Comparaison des polarisations de Pcl à Chambon-la-Forêt et à Lerwick.

#### 2-5-4 Comparaison des polarisations entre deux stations

L'existence d'une direction privilégiée à Chambon-la-Forêt fait que la comparaison des directions entre deux stations est délicate : il faudrait définir l'influence exacte du sol et faire les corrections nécessaires avant la comparaison. Cependant, cet effet est constant. Nos études ont montré que les variations de  $\Phi$  et les périodes de stabilité ou instabilité étaient indépendantes à chaque station. Cela provient peut-être du fait que, dans ces statistiques, nous n'avons pu dégager l'influence de la longitude de la source S. La comparaison des sens, quand elle est possible, est plus constructive : 10 groupes de Pc-1 ont été reconnus de sens contraire aux deux stations, sur les 12 cas où les mesures de sens étaient possibles. Remarquons que les deux cas correspondant aux Pc-1 de même sens aux deux stations ont lieu l'après-midi à des heures possibles pour des IPDP ; ils sont de fréquence croissante, mais n'ont pas de début irrégulier comme les IPDP, c'est pourquoi nous les avons classés dans les Pc-1. Globalement, il n'y a pas de sens privilégié à Lerwick (55 % des cas sont gauches le matin, alors que l'après-midi la proportion de droite l'emporte : 59 %). Pour les IPDP, nous trouvons deux cas opposés sur 5. Pour expliquer ces observations du sens de polarisation, nous avons (F. GLANGEAUD, 1969) proposé l'interprétation suivante : quand le pied de la ligne de force, associé à la propagation magnétosphérique du signal est à une latitude comprise entre celle des deux stations ( $L_{CF} < L < L_{LE}$ ) les sens de polarisation sont opposés. Les IPDP, provenant de latitude élevée, auraient donc même sens de polarisation. Nos observations indiquent que le guide d'onde "SMIG" ne favorise pas de sens privilégié (voir tableau III et ci-dessous).

| Pc-1           |          |          | IPDP           |          |          |
|----------------|----------|----------|----------------|----------|----------|
|                | $D_{LE}$ | $G_{LE}$ |                | $D_{LE}$ | $G_{LE}$ |
| $D_{CF} \dots$ | 2        | 4        | $D_{CF} \dots$ | 2        | 2        |
| $G_{CF} \dots$ | 6        | 0        | $G_{CF} \dots$ | 0        | 1        |



Pour préciser cette hypothèse, il sera nécessaire de faire des mesures en trois points d'un même méridien, ainsi la localisation de la source sera plus précise et il sera aussi possible de suivre les variations de la polarisation selon la latitude. Nous pourrons alors déterminer la latitude à partir de laquelle le sens de polarisation observé est modifié.

Les polarisations entre points conjugués ont été trouvées inverses par Gendrin et al (1966a). Si la conjugaison était parfaite, il n'y aurait pas là de contradiction avec nos résultats, notons que les écarts de conjugaison restent cependant inférieurs à la distance des stations utilisées. Pour lever ce doute, il serait bon de placer une station de contrôle à une distance de 500 km du point conjugué théorique.



### 3 - Etude théorique de la propagation

Nos mesures expérimentales présentées dans le Chapitre II ont apporté quelques éclaircissements aux problèmes posés dans le premier chapitre, mais de nouvelles difficultés ont surgi. Nous sommes maintenant à même de reconnaître que deux phénomènes reçus au sol ont suivi des trajets magnétosphériques semblables, nous avons précisé l'extension des phénomènes au sol en fonction de l'heure locale et avons constaté que les figures de polarisation étaient fonction du lieu d'observation. La géologie du sous sol et la position du point d'observation par rapport à la ligne de force, voisine de la trajectoire suivie, déterminent les caractéristiques de la polarisation. Nos observations ont montré aussi que les ondes arrivent focalisées au-dessus de l'ionosphère que le signal reçu présente des effets d'interférence. Il convient maintenant de savoir si théoriquement la propagation de Pcl est possible entre point conjugué et peut donner lieu aux effets ainsi observés. Nous avons alors entrepris l'étude de la propagation dans un plan méridien avec un modèle de magnétosphère tenant compte de la plasma-pause.

Ce chapitre comprend deux parties : dans la première nous étudions théoriquement les conditions de propagation en essayant de simuler les divers conditions initiales possibles : dans la deuxième nous indiquons quelles sont les applications de cette étude à la détermination de paramètres de la magnétosphère.

#### Etude de la propagation

Après avoir déterminé les limites de validité de tracé de rayons (§ 3-1), nous présenterons les méthodes de calcul utilisées (§ 3-2), en particulier les conditions de réflexion sur un bord brusque de densité. Les tracés de rayons effectués (§ 3-4) dans des conditions diverses nous permettent de simuler les cas



réels. Nous avons ainsi mieux compris pourquoi le trajet magnétosphérique reste localisé, pourquoi les effets de scintillation apparaissent, pourquoi la normale à l'onde est telle que la propagation reste possible.

### Etude de la magnétosphère

Les conséquences de cette étude sur les méthodes de détermination des trajets suivis, seront abordées au § 3-7. Nous donnerons des abaques indiquant quelles modifications il faut apporter aux déterminations classiques de valeurs de  $L$  suivies par les  $P_{cl}$  quand l'on tient compte de ce que la normale à l'onde n'est pas parallèle aux lignes de force ( $\theta \neq 0$ ). Nous montrerons de même comment les déterminations de densité  $D$  à partir de l'étude de  $P_{cl}$  sont à modifier. Les corrections à apporter sont particulièrement importantes pour les  $P_{cl}$  de basse fréquence et de moyenne latitude. Nous étudierons enfin § 3-8, sur des exemples particuliers quelles sont les possibilités offertes par les techniques nouvelles présentées dans cette thèse : mesure de  $L$  par goniométrie (Chapitre II), mesure de  $L$  et  $D$  en tenant compte des corrections définies ci-dessus, essai de détermination de la hauteur  $h_o$  à partir de laquelle les  $P_{cl}$  rayonnent pour atteindre un grand domaine de latitude.

Notre modèle tient compte de la présence de la plasmopause. Nos calculs seront d'abord faits avec un modèle simplifié de plasmopause, puis généralisés avec une description de la plasmopause plus proche de la réalité. Nous traiterons donc successivement des propagations de  $P_{cl}$  avec réflexion sur un bord brusque localisé à la plasmopause, puis sur un gradient. Dans ce dernier modèle la plasmopause a une épaisseur ; elle est limitée entre deux lignes de forces proches de  $L;5,2$  et  $5,3$ . La densité électronique entre ces limites varie linéairement le long d'un rayon ; les valeurs extrêmes sont déterminées à partir des profils de densité interne et

ici déjà décrits précédemment.



Les résultats de ces calculs ne seront significatifs que dans la mesure où ils ne dépendent pas de façon critique des hypothèses choisies; au § 3-6 nous étudierons la précision des calculs et montrerons les limites de leur réalité physique.

Nous utiliserons les lois de propagation de l'optique géométrique ; ceci suppose que les propriétés du milieu varient peu sur une longueur d'onde. Le domaine de validité est limité en altitude et en  $L$  : (altitude au-dessus de la frontière supérieure du SMIG et valeur de  $L$  interne à la plasma-pause.)

### 3 - 1 Limite WKB

Nous ne traiterons ici que des ondes planes théoriquement infinies. Soit  $\Psi$  la phase généralisée du champ électrique, solution des équations de Maxwell (Budden 1961 p. 130). Pour évaluer la limite de validité de l'optique géométrique (approximation WKB) nous supposons  $e$  est l'amplitude d'un mode d'indice  $N_1$  et que la propagation se fait dans une direction ( $Oz$ ) en un point donné.

L'onde plane est alors de la forme :

$e = A e^{i\Psi(z)}$ ,  $\Psi(z)$  étant la phase instantanée de l'onde.

En portant cette valeur dans l'équation de propagation :

$$\frac{d^2 e}{dz^2} + k_0^2 N_1^2 e = 0 \text{ on trouve avec } k_0 \text{ vecteur d'onde dans le}$$

vide

$$\left(\frac{d\Psi}{dz}\right)^2 = k_0^2 N_1^2 + i \frac{d^2 \Psi}{dz^2} \text{ soit, après quelques simplifications,}$$

$$\frac{d\Psi}{dz} = \bar{k}_0 N_1 + \frac{i}{2n} \frac{dN}{dz} \text{ d'où}$$

$$e = A N^{-1/2} \exp\left(\bar{k}_0 \int_0^z N dz\right) \text{ d'où le nom de la méthode :}$$

intégrale de phase. Les simplifications faites consistent à négliger certains termes, ceci nécessite que la condition dite de WKB soit satisfaite :



$$(1) \quad \frac{1}{k_0^2} \left| \frac{3}{4} \left( \frac{1}{N^2} \frac{dN}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{1}{N^3} \frac{d^2 N}{dz^2} \right| \ll 1 \quad \text{Cette condition peut être simplifiée.}$$

Dans notre domaine de fréquence si l'on fait exception du point de réflexion dans un bord non brusque il n'y a pas de résonance donc  $N \neq 0$  ; d'autre part, le terme comprenant la dérivée seconde est négligeable en l'absence d'irrégularité de la magnétosphère (colonne ionisée). Soit une valeur limite de cette expression (1) de 1/100.

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = 0,1 N k_0 = 0,1 \frac{dP}{dz} \quad \text{ou} \quad \left| \frac{dV}{ds} \right| \ll 0,1 F \cdot 2 \pi$$

Ce qui signifie que la variation relative à l'indice où de la vitesse de phase est faible devant la variation de la phase. Dans le modèle de plasmopause choisi et si la réflexion ne se fait pas sur un bord brusque, la dérivée seconde peut devenir importante, toutefois comme l'intégration se fait pas à pas, l'effet est peu important si les pas sont grands.

Dans la magnétosphère, la propagation se fait approximativement le long d'une ligne de force. L'expression de la variation de la vitesse de phase est, en assimilant celle-ci à la vitesse d'alfven,

$$\frac{dV_A}{ds} = 2 \sin \theta \frac{dV_A}{dR} - 3 V_A \frac{\sin \theta \cos^2 \theta}{R (1 + 3 \sin^2 \theta)}$$

Dawson 1966, à partir des valeurs numériques de Prince et Bostick, a évalué les termes  $dV_A/dR$  et  $V_A/R$ . Vers 3000 km d'altitude le premier terme s'annule et le second est de l'ordre de 0,5. Dans nos conditions de tracé de rayon nous avons fait une évaluation de la variation de l'indice en sommant les variations le long d'un rayon et le long d'un méridien. Le facteur de validité  $W$  choisi est :

$$W = \frac{1}{N k} \left( \left| \frac{\partial N}{\partial R} \right| + \left| \frac{\partial N}{R \partial \theta} \right| \right), \quad k = N k_0 ; \quad \text{il faut que } W \ll 0,1$$

A une fréquence de 1Hz avec le modèle de densité choisi (en  $0,64 \cdot 10^{22}/R^3$ ) nous avons trouvé que  $W$  vaut 0,1 pour  $R_e = 10.000$  km. Notre calcul sera donc valable pour  $R > R_e$

### 3 - 2 Méthode de calcul

La magnétosphère est un milieu anisotrope, la pro-

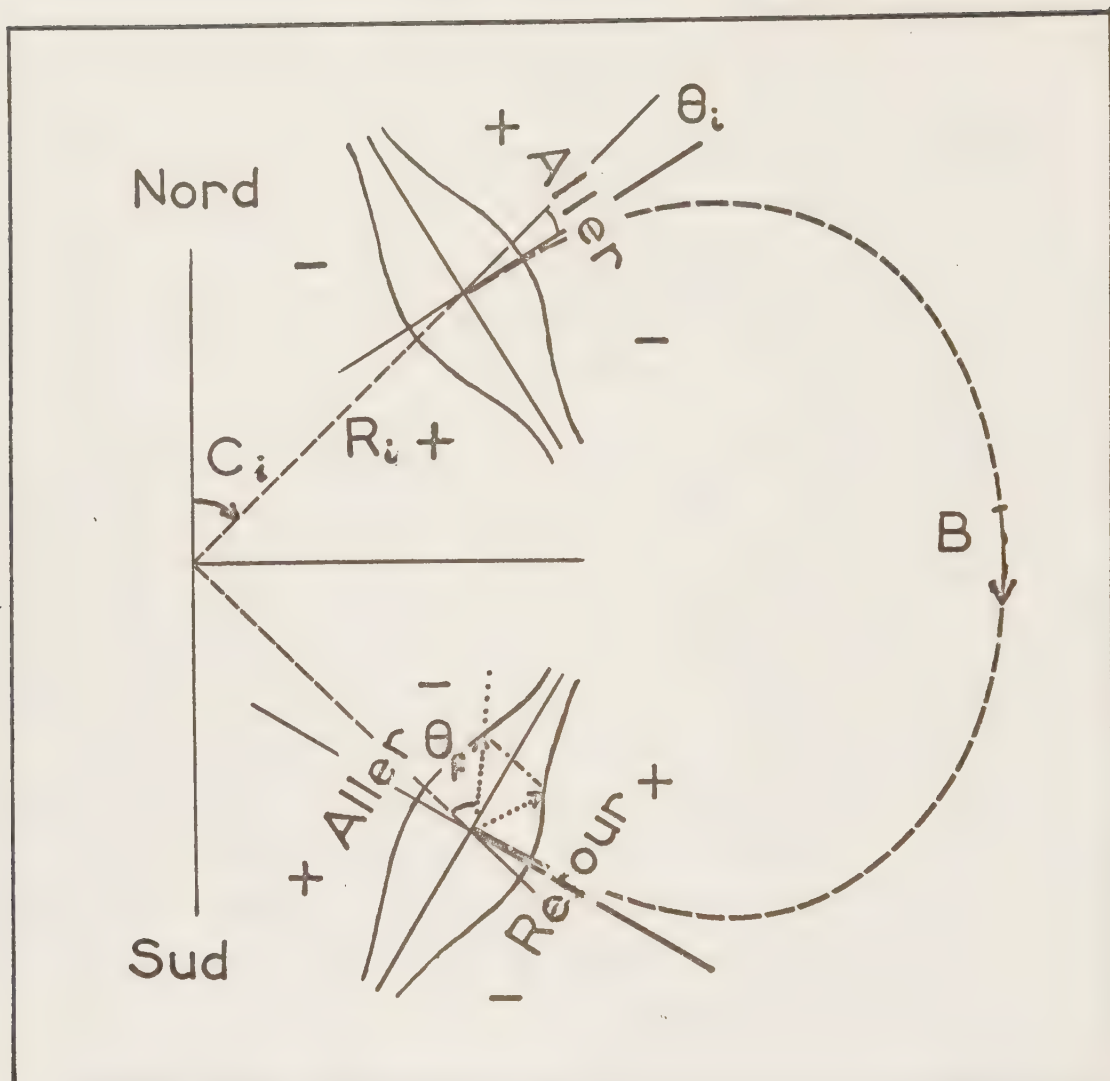


Figure 3-1

Représentation des surfaces des indices le long d'une ligne de force. Le signe de  $\theta$ , angle de la normale à l'onde avec les lignes de force, est indiqué conformément à nos conventions. Dans le cas présent, la normale à l'onde initiale est verticale. Au point initial,  $R_i$  est la distance au centre de la terre et  $C_i$  la colatitude. Au point conjugué, l'angle de l'onde incident est  $\theta_f$  ; nous avons représenté aussi la normale à l'onde de l'onde réfléchie.

en coordonnées sphériques :  $R, \pi/2-C, \Psi$ ) et de la direction de la normale à l'onde  $k$ , repérée par l'angle  $\theta$  fait avec les lignes de force. Nous choisirons toujours  $\theta$  inférieur à  $90^\circ$  selon les conventions présentées figure 3-1. Nous nous limiterons à l'étude de la propagation dans un plan méridien. Ainsi  $\Psi$  restera constant. Si  $N$  est l'indice de phase et  $b$  l'angle  $(k, R)$  les composantes de  $N$  selon  $R$  et perpendiculairement à  $R$  sont  $b_R = N \cos d$  et  $b_C = N \sin d$ . Les quatres variables  $R, C, b_R, b_C$  sont suffisantes pour décrire une situation. Les équations d'évolution de  $R, C, b_R, b_C$ , dites équations d'Haselgrove (1955) expriment leurs dérivées par rapport au temps.

$$\frac{dR}{dt} = \frac{c}{N^2} (b_R - N \frac{\partial N}{\partial b_R})$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{c}{RN^2} (b_C - N \frac{\partial N}{\partial b_R})$$

$$\frac{db_R}{dt} = \frac{c}{N} \frac{\partial N}{\partial R} + b_C \frac{dC}{dt}$$

$$\frac{db_C}{dt} = \frac{1}{R} (\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial C} + b_C \frac{dR}{dt})$$

Il est ainsi possible, connaissant un point  $R, C, b_R, b_C$  de déduire le point atteint après un laps de temps  $dt$ . Le rayon est tracé pour une fréquence, il se déplace à la vitesse de phase. L'écart de temps du paquet d'onde ou variation du temps de groupe  $T$  est :

$$\Delta T = \Delta t + f \frac{d}{df} \Delta t \text{ d'où l'indice de groupe } N_g = N + f \frac{dN}{df}$$

Le présent calcul diffère légèrement de celui de Kitamura et Jacobs (1968) qui, eux avaient choisi pour simplifier les calculs un modèle de densité du type gyrofréquence. Les détails des formules données à l'ordinateur sont présentés en annexe 3.

### 3-2-1 Sous-programmes

Pour ne pas surcharger la mémoire de l'ordinateur (IBM 1130) et simplifier l'ordonnance du calcul, ce programme est divisé en sous-programmes. Nous allons présenter suc-

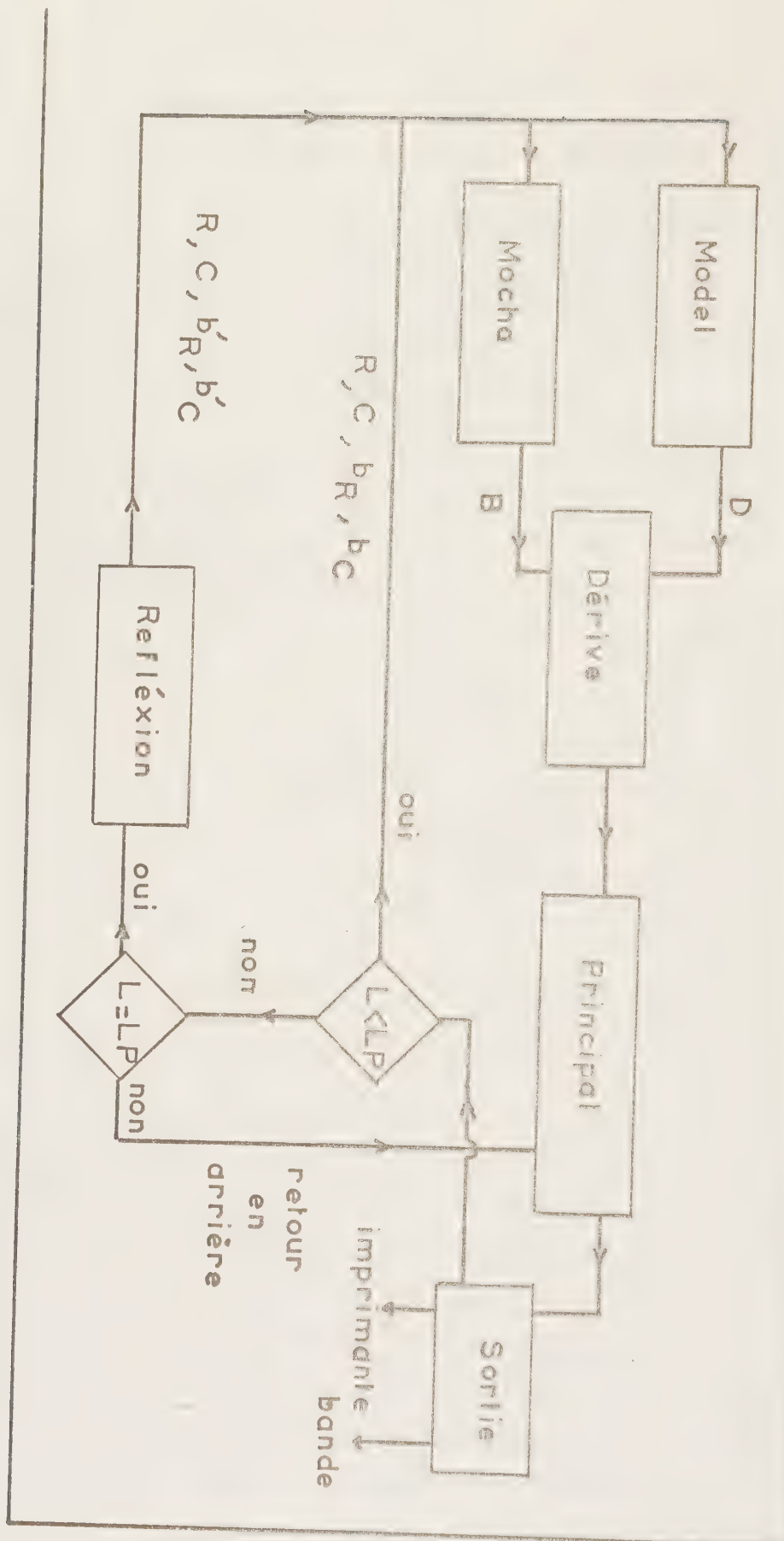


Figure 3-2

Schéma de principe montrant le rôle des sous-programmes Model, Mocha, Dérive, Réflexion et Sortie.

- Sous-programme modèle. Le calcul de la densité est fait selon les profils intérieur et extérieur à la plasmopause ; si l'on se trouve dans la plasmopause les valeurs intermédiaires sont déterminées. Au point considéré, nous calculons aussi la fréquence de plasma ionique et ses dérivées par rapport à R et C.

- Sous-programme mocha. Y sont calculés :

- le champ magnétique
- la gyrofréquence des ions et ses dérivées par rapport à R et à C.
- les cosinus directeurs du champ ( $Y_R$  et  $Y_C$ )
- les composantes du vecteur d'onde k ( $b_R$  et  $b_C$ ).

- Sous-programme dérive. Calcul de l'indice de phase, de ses dérivées par rapport à R, C,  $b_R$ ,  $b_C$ ,  $F_H$ ,  $F_P$ , a ; des quatre dérivées par rapport au temps de R, C,  $b_R$ ,  $b_C$ . Sont aussi obtenus, la valeur de W (WKB) et l'indice de groupe.

- Sous-programme plasmopause. Dans le cas du modèle bord brusque, ce programme est interrogé à chaque pas. Si la plasmopause est atteinte, le rayon incident est réfléchi. (les conditions de réflexion seront étudiées au § 3-3). Si la plasmopause est dépassée ( $L = L_2$ ), nous revenons au point précédent ( $L = L_1$ ) et opérons un pas plus réduit. La dimension de ce pas final résulte d'une approximation

$$H = \frac{L_p - L_1}{L_2 - L_1} H_1 \cdot 0,8, \text{ le facteur } 0,8 \text{ est introduit pour}$$

la commodité des calculs. Cette méthode permet de réduire le temps de calcul sans en altérer la signification : en effet, la position de la plasmopause réelle est loin de suivre parfaitement une ligne de force, de légères fluctuations dues à notre choix de pas simulent cette situation. Il est, par la suite, possible de reconnaître, en lisant, les résultats, les faibles écarts qui résultent de cette approximation. Les tracés effectués pour des conditions initiales voisines seront présentés au § 3-6 et 3-5. Ils

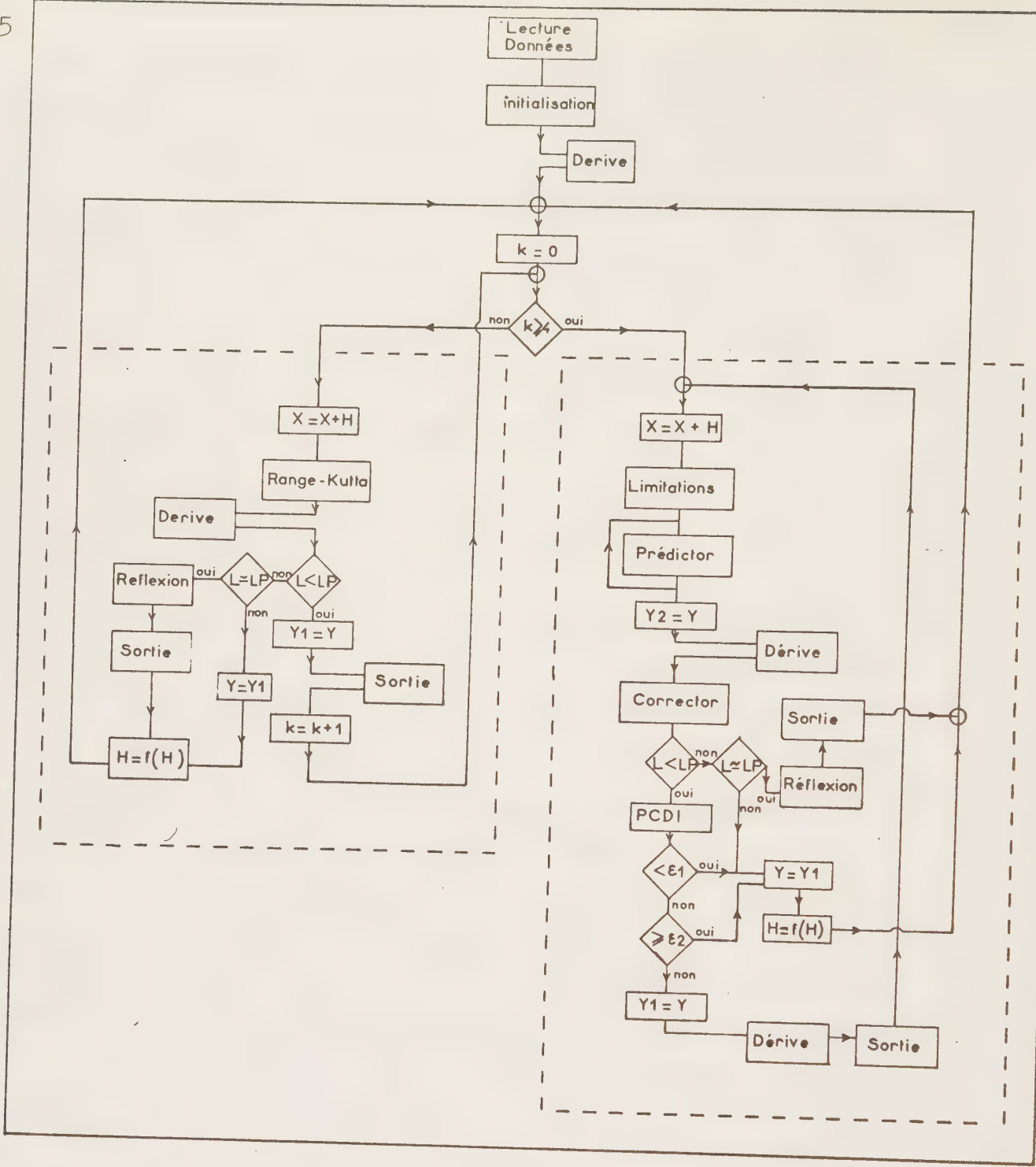


Figure 3-3

Organigramme simplifié du programme principal.

montreront que les modifications dues à l'imprécision de l'intersection de la plasmopause sont faibles comparative-ment aux grandes discontinuités que nous constaterons.

- Sous programme sortie. Ce sous programme met en forme les résultats, les fait enregistrer sur bande magnétique et imprimer certains d'entre eux afin de surveiller directement le déroulement du calcul. Par la suite, les données de la bande magnétique peuvent être présentées sous diverses formes graphiques. Cette façon de faire, évite les pertes de temps lors du calcul (imprimante et table traçante) et permet beaucoup de souplesse dans la présentation. Les données présentées sont R, C,  $\theta$ , W, PcDI (évaluation de l'erreur), T (temps de phase), TG (temps de groupe),  $F_H$ ,  $F_p$ , D, L. Un système de compteur nous indique le nombre de pas effectués et la position de la bande en fin de calcul.

### 3-2-2 Programme principal

Le pas du calcul est donné par une longueur H telle que le temps écoulé quand l'on passe d'un point au suivant soit égal à H/V.

Le programme principal (fig. 3-3) permet, connaissant les données en un point, de déduire celles du point suivant ( $R$ ,  $C$ ,  $b_R$  et  $b_C$ ). La méthode utilisée est du type prédic-tor corrector elle présente l'avantage que l'erreur commise à chaque pas peut être évaluée. Il est possible de déterminer le pas de calcul selon la précision désirée, ce pas peut être réadapté au cour du tracé, ce qui économise le temps de calcul. Cependant, cette méthode nécessite la connaissance des quatre premiers points du tracé, ceux-ci sont obtenus par la méthode de Range Kutta.

### - La méthode de Range Kutta

Cette méthode permet de résoudre un système d'équations différentielles du type

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y)$$



Soit  $x_0$  et  $y_0$  les données initiales,  $H$  l'accroissement de  $x$ . L'accroissement correspondant  $K$  de  $y$  est donné par une combinaison linéaire de quatre valeurs de  $f$ . Les coefficients utilisés et les quatre couples de valeur  $x, y$  sont tels que les résultats  $f(x + H, y + K)$  s'identifient aux quatre premiers termes de la série de Taylor. A chaque début de tracé, ou lors de rupture de séquence, il conviendra de reprendre le calcul général par cette méthode.

#### - La méthode predictor corrector

La mise en forme du programme a été faite au groupe de recherche ionosphérique pour les calculs de Cerisier (1967). Pour notre calcul, nous l'avons complété par un réglage automatique du pas et par l'introduction de possibilités de réflexion. Nous avons utilisé une méthode d'ordre 4, se basant sur les quatre points initiaux. La valeur de  $y$ , dite corrigée, du  $(n + 1)^{\text{ème}}$  point est donnée par une formule du type :

$$y_c = y_{p,n+1} + (a'y'_{n+1} + b'y'_n + c'y'_{n-1} + d'y'_{n-2} + e'y'_{n-3})$$

$x'y'$  étant la dérivée de  $y$  :  $y' = f(x, y)$

Les indices  $c$  et  $p$  désignent les valeurs corrigées et prévues. Le calcul de  $y$  nécessite la connaissance de  $y_{p,n+1}$  et de  $y'_{n+1}$ .

La valeur prévue est donnée par une formule de la forme

$$y_{p,n+1} = y_n + H (ay'_n + by'_{n-1} + cy'_{n-2} + dy'_{n-3})$$

La dérivée au  $(n+1)^{\text{ème}}$  point est :

$$y'_{n+1} = f(x + H, y_{p,n+1})$$

Il s'agit là d'une approximation dont nous nous contenterons dans le cas présent ; la précision est de l'ordre de  $H^6$ . Des améliorations sont possibles en procédant par itération : une nouvelle valeur de  $y'_{n+1}$  est obtenue à partir de  $y_c$  et permet une nouvelle détermination de  $y_c$  ; la boucle se termine quand la précision requise est obtenue. Dans notre

différentiel du pas afin que la précision reste dans



certaines limites imposées.

Une limite de l'erreur commise est proportionnelle à la différence des valeurs prévues et corrigées. (PCDI)

### 3-2-3 Correction automatique de pas et limitations

Afin de limiter les temps de calcul tout en gardant une bonne précision, la longueur du pas est réajustée en cours de calcul. Nous avons pris comme critère de précision la comparaison des valeurs prévues et corrigées. Nous avons imposé à cette différence de rester entre deux valeurs limites déterminées expérimentalement. Quand le pas est reconnu comme trop grand, l'ordinateur revient au point précédent, divise  $H$  par 2 et recommence le tracé (par Range Kutta pour les 4 premiers points). Quand le pas est trop petit, il est multiplié par deux à la détermination suivante.

Pour la commodité du calcul, nous avons aussi introduit des limitations, le calcul est interrompu dans les conditions suivantes :

- si la colatitude dépasse  $180^\circ$ ,
- si le rayon s'éloigne trop de la terre ou rencontre celle-ci,
- si le nombre de pas dépasse une valeur donnée (de l'ordre de 800),
- si l'angle  $\theta$  de la normale à l'onde avec les lignes de force (angle aigu) dépasse  $88^\circ$ . En effet, nous avons vu que, pour  $\theta$  voisin de  $90^\circ$ , l'approximation faite au § 1-5-4 n'est plus valable.
- si  $\theta$  est inférieur à  $5^\circ$  lorsque le rayon rencontre la plasmopause. Dans ce cas, une légère variation de la forme de la plasmopause modifierait beaucoup la position des points de réflexion, le calcul n'aurait alors plus de signification physique.



### 3-2-4 Données initiales

Le programme principal et les sous-programmes ont été enregistrés sur disque. La compilation n'est donc faite que la première fois, cette étude peut être conduite étape par étape. Les enseignements d'un tracé aident à déterminer les données du tracé suivant. Ces données initiales sont :

- les coefficients de modèles de densité  $A_2, A_3, A_4, A_5$ .
- NBAND indique la position de la bande magnétique à partir de laquelle les données sont à enregistrer.
- NDO fixe le nombre de tracés devant être faits successivement, les données correspondantes étant appelées à chaque début.

- NPAS : nombre de pas à ne pas dépasser.

- NW fixe les informations imprimées au cours du calcul.

Les valeurs des paramètres calculés sont toujours indiquées aux points de réflexion et lors de changement de pas ; en dehors de ces cas particuliers, les résultats sont imprimés selon un échantillonnage déterminé par NW.

- LP et PP : position et épaisseur de la plasmopause exprimées en rayon terrestre dans le cas de réflexion sur un bord non brusque. Cette possibilité sera utilisée à la fin des calculs pour généraliser le problème (§ 3-6).

- LPP : distance de la plasmopause dans le plan équatorial exprimée en rayon terrestre ; un rayon qui parvient à cette limite est réfléchi dans l'hypothèse du bord brusque.

- Fr : fréquence de l'onde

- Eps prend la valeur 1 quand l'onde étudiée est du mode droit, -1 dans le cas contraire. L'étude du mode droit ne sera pas abordée ici.

-  $R_i$  et  $C_i$  : coordonnées du point de départ.

-  $b_R$  et  $b_C$  : coordonnées de la normale à l'onde initiale.

- EPS1, EPS2 fixent les limites dans lesquelles doit être compris la différence des valeurs prévues et corrigées (PCDI)

- TETAO, RINIT : limites de C et R à ne pas dépasser.

- X1 : pas fixé au départ, XP : longueur maximum à parcourir.



### 3-3 Conditions de réflexion

Pour étudier les conditions de réflexion d'une onde sur la plasmopause, nous nous placerons dans le cas d'un bord brusque : la densité ionique décroît brusquement.

#### 3-3-1 Quartique de Booker

Pour faciliter le formalisme des équations nous utiliserons la quartique de Booker ; elle exprime les lois de propagation en utilisant comme variables  $S = N \cos \theta$  et  $q = N \sin \theta$ . Dans nos conditions, le champ magnétique est parallèle à la surface de discontinuité et  $\theta$  est l'angle aigu de la normale à l'onde avec ce champ. Les lois de réflexion s'établissent de la façon suivante (Budden 1961) :

Soit  $X$  le tenseur diélectrique :

$$X = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \begin{pmatrix} X_1 & -iX_2 & 0 \\ iX_2 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & X_3 \end{pmatrix}$$

Les quatre équations de Maxwell peuvent être mises sous la forme matricielle suivante :  $de/dz = -i K T e$   $e$  étant le vecteur à quatre dimensions de composantes  $E_x, E_y, H_x, H_y$  ;  $H_x$  et  $H_y$  étant les composantes du champ magnétique de l'onde multipliée par l'impédance de l'onde et  $z$  la direction de propagation. Les coefficients de la matrice  $T$  doivent satisfaire la relation :  $\det (T - qI) = 0$ .

Le développement de ce déterminant présenté en annexe 4 nous donne la quartique de Booker :

$$q^4 - q^2 (N_L^2 - S^2 + X_3 (1 - \frac{S^2}{X_1})) + X_3 ((N_L^2 - S^2) (1 - \frac{S^2}{X_1}) - \frac{S^2 X_3^2}{X_1^2}) = 0$$

$N_L = X_1 (1 - a^2)$  est la valeur de l'indice en propagation perpendiculaire. Posons  $A = X_3/X_1$ ,  $d = 1 - S^2/X_1$  et  $Q = q^2/X_1$  la quartique s'écrit alors :

$$Q^2 - ((A+1)d - a^2) Q + A(d^2 - a^2) = 0$$

C'est l'équation d'une hyperbole représentée figure 3-4β. D'après la loi de Descartes, la valeur de  $S$  est invariable. Lors d'une réflexion ou transmission, l'intersection de la



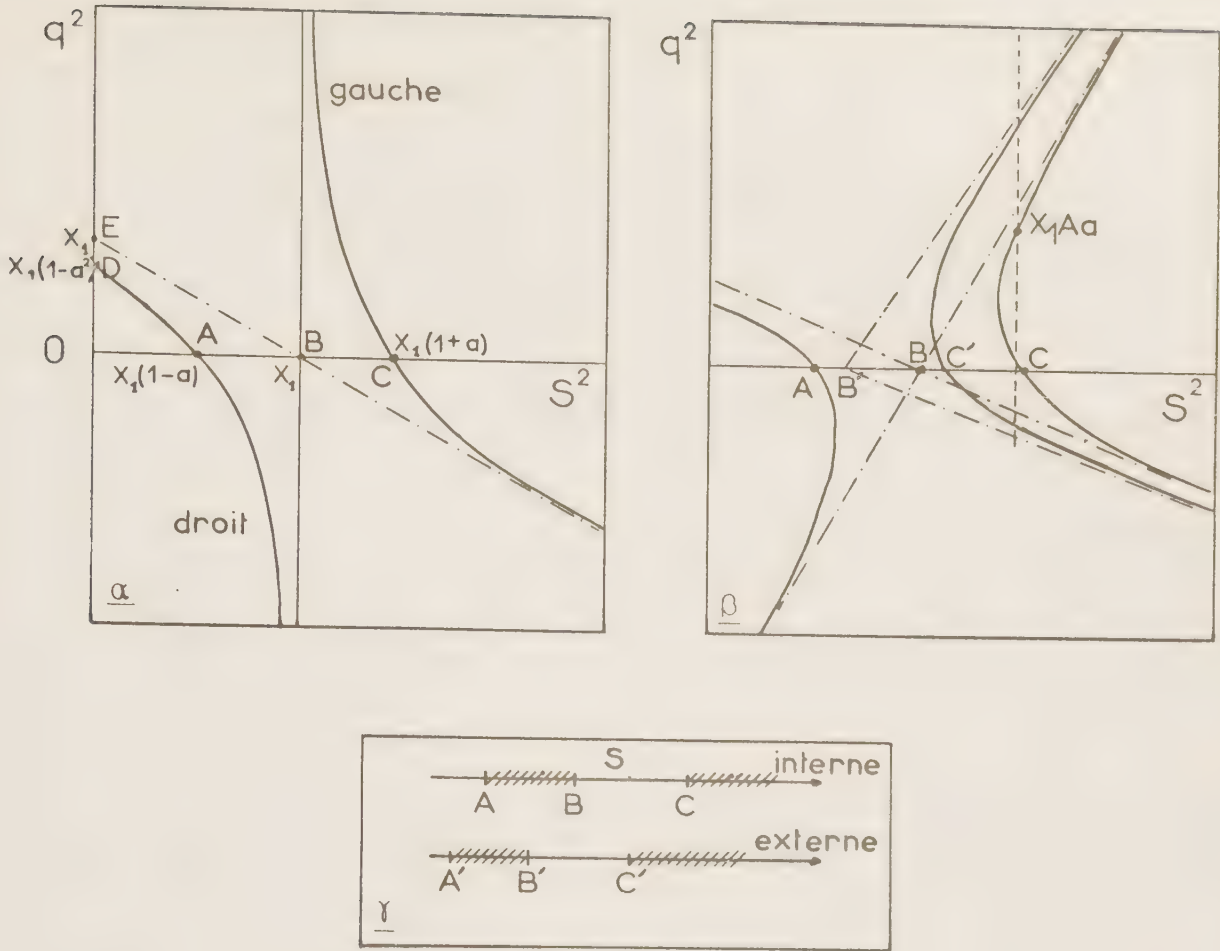


Figure 3-4

### Quartique de Booker

$\alpha$  - Dans le cas simplifié où  $A \gg 1$

$\beta$  - Dans le cas général. Les points A, B, C, D, E, restent inchangés. La comparaison des deux surfaces des indices (mode gauche), de part et d'autre d'une discontinuité, permet de voir quelles sont les conditions de réflexion et de transmission.

$\gamma$  - Schéma indiquant que les solutions ne sont possibles que si  $B < C'$ . D'autre part aucun couplage n'existe entre les modes droit et gauche (Lacoume 1970).

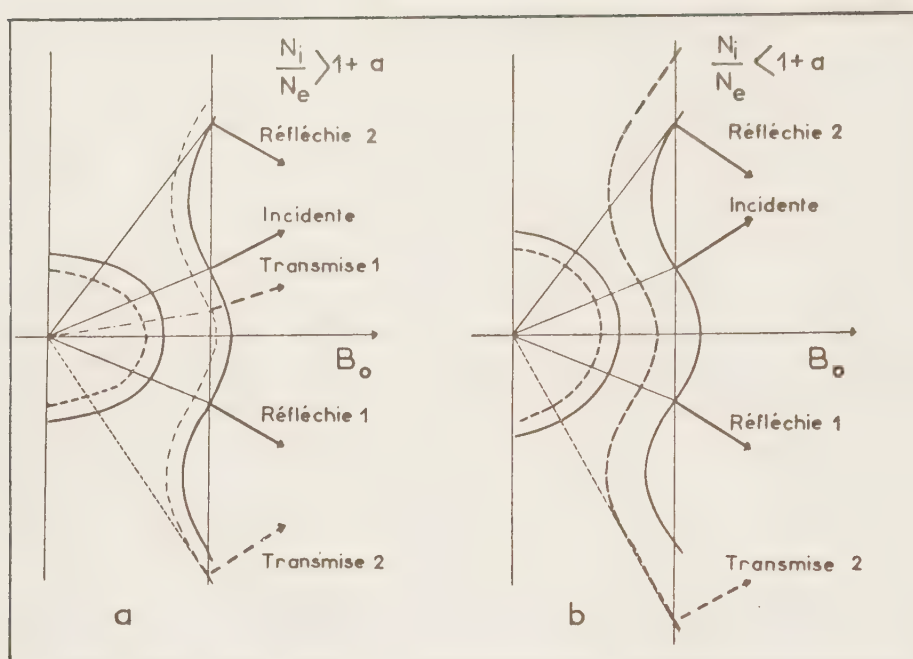


Figure 3-5

Représentation des surfaces des indices de part et d'autre de la plasmopause

a) Quand le rapport des densités  $N_i$  internes et externes, est grand, il y a deux ondes transmises.

b) Quand ce rapport est faible, il n'y a qu'une onde transmise

quartique représentative des deux milieux de la droite  $S = \text{cte}$  nous donne les solutions. C'est la méthode de Booker représentée figure 3-4 $\beta$ .

### 3-3-2 Cas où A est très grand devant 1

Dans ces conditions la quartique est représentée figure 3-4 $\alpha$ , l'équation s'écrit :

$$(x_1 - S^2) q^2 = (x_1 - S^2)^2 - x_1 a^2$$

Le mode gauche n'existe que si  $S^2 \ll x_1 (1-a)$  ; le mode droit nécessite :  $x_1 \ll S^2 \ll x_1 (1+a)$ . Sur la figure 3-4  $\gamma$  l'on voit que, à un mode gauche incident ne peut pas correspondre de mode droit transmis ou réfléchi (Lacoume 1970), il n'y aura donc aucun couplage, entre modes. Une transmission n'est possible que si : les points B et C sont tels que  $C \succ B$  c'est-à-dire :  $x_1^e (1+a) \ll x_1^i$ . Les indices i et e se rapportant à l'intérieur et à l'extérieur de la plasmopause. Inversement, il n'y aura pas de transmission si :

$$(1) \quad \frac{D_i}{D} \succ 1+a$$

Le rapport des densités peut être de l'ordre de 10, ainsi, dans les conditions actuelles, la réflexion est totale.

### 3-3-3 Cas général

A est toujours supérieur à  $2.10^3$  dans nos conditions de tracé. Examinons cependant les solutions du 2ème ordre.

A une onde incidente telle que  $S^2 \ll x_1 (1+a)$  correspondent deux ondes réfléchies.

La première, semblable à celle du cas simplifié, est l'onde principale, elle est symétrique de l'onde incidente.

La seconde onde est réfléchie dans une direction voisine de B, l'angle de sa normale avec le champ est proche de  $90^\circ$ . (fig. 3-5)

Ainsi, seul le rayon principal pourra donner lieu à des réflexions successives.

Il y a maintenant toujours une onde transmise, même si la condition (1) est réalisée. Le rayon est dirigé paral-



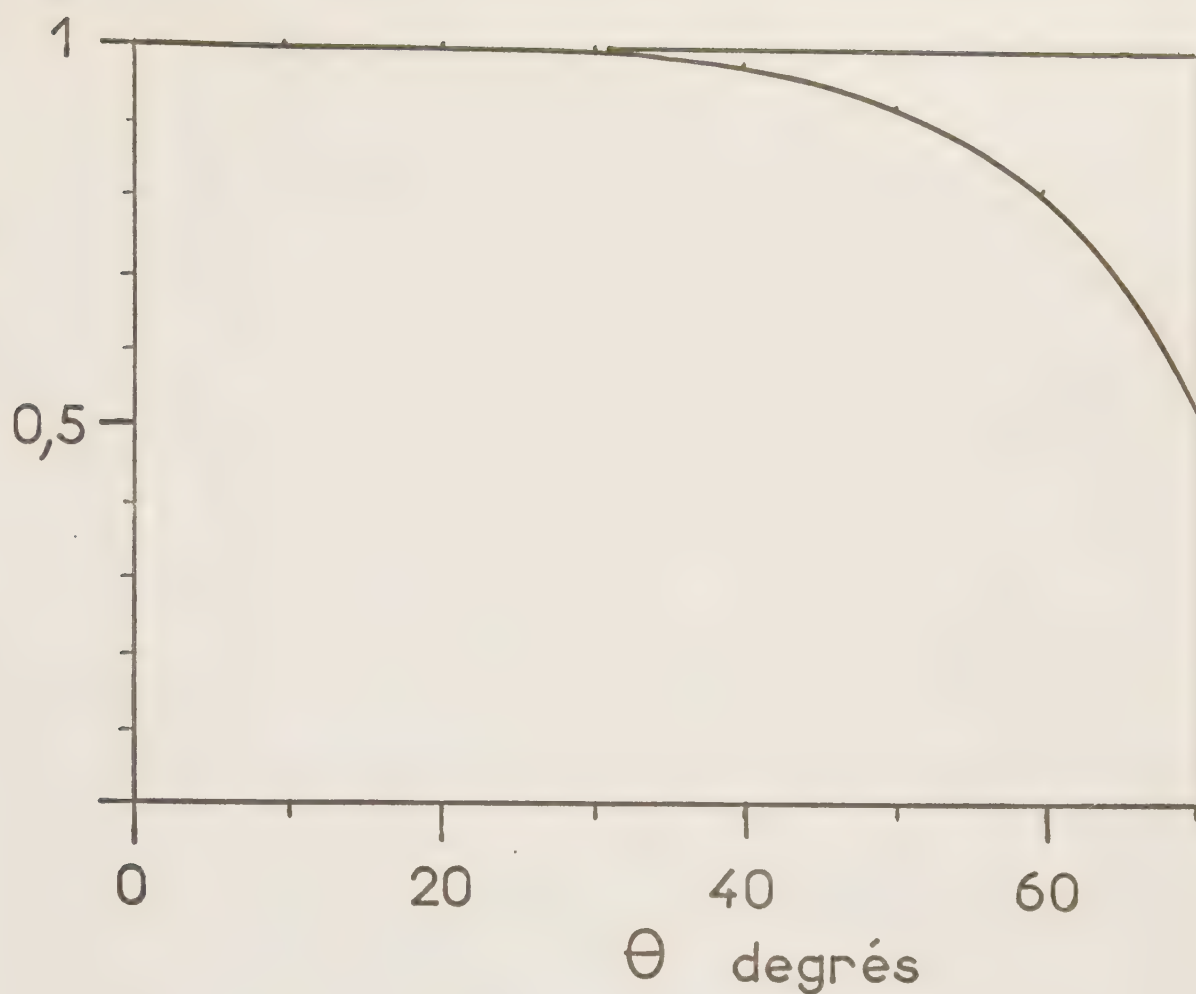


Figure 3-6

Rapport des énergies réfléchié et incidente en fonction  $\theta$   
(Lacoume 1970)

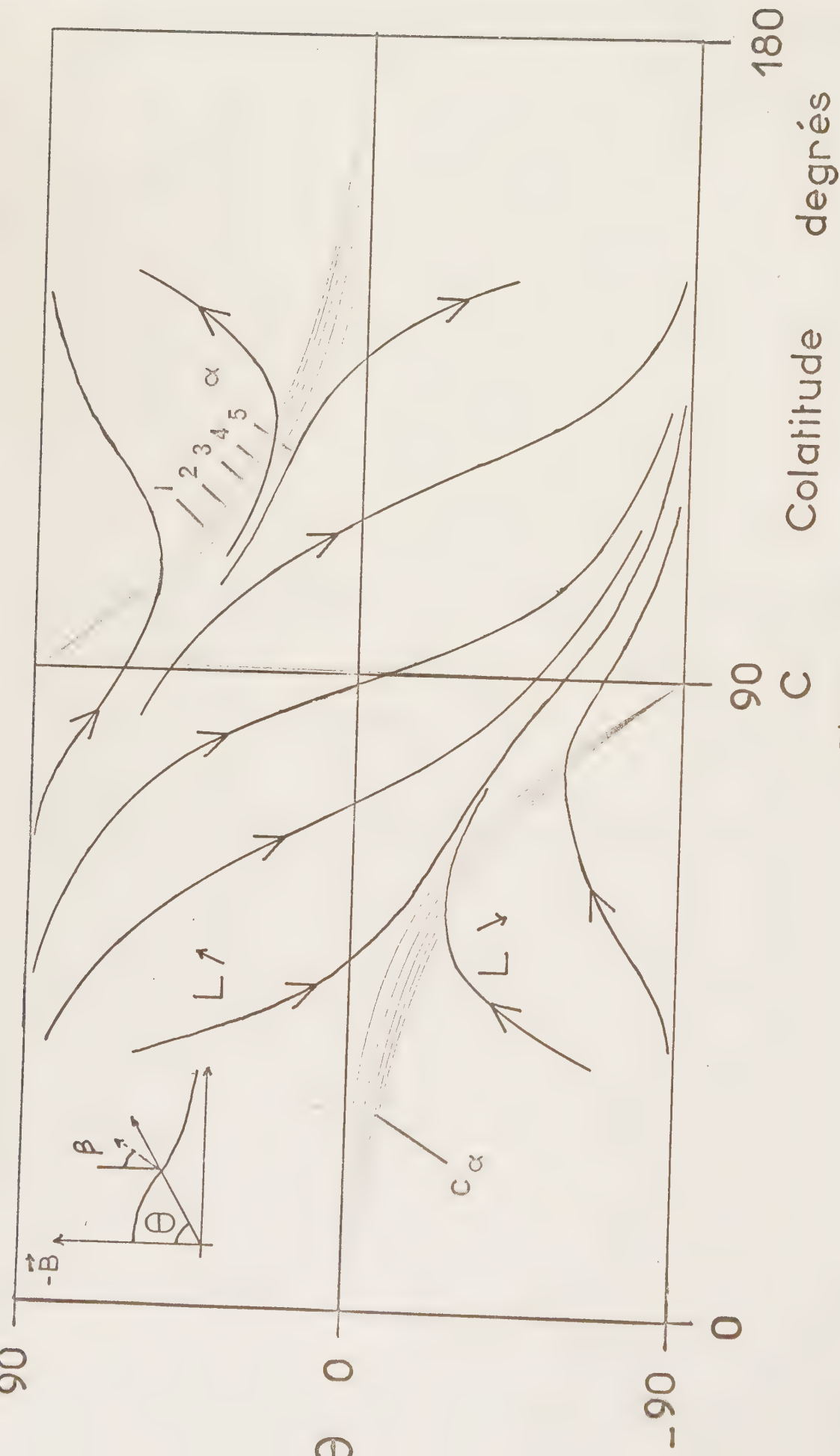


Figure 3-7

Etude de l'évolution de la normale à l'onde en fonction de la colatitude. La dérivée de ces courbes s'annule quand elle coupe la courbe  $C_\alpha$ . La fonction  $C_\alpha$  est présentée pour 5 valeurs de  $\alpha$ . Dans le cas présent nous avons choisi un modèle en  $\alpha = 3$ . La fréquence est de 1Hz. La valeur de L au départ est voisine de 5,2.

voisin de  $90^\circ$ . Comme précédemment, il n'existe une onde transmise principale que si :

$$\frac{D_i}{D_e} > 1+a$$

Le rapport de l'énergie réfléchie sur l'énergie incidente a été calculé par J.L Lacoume et est présenté fig 3-6. Tant que  $\theta$  reste inférieur à  $50^\circ$ , 90 % de l'énergie sont réfléchis. Nous ne calculerons pas les atténuations. Pratiquement, dans notre calcul, il nous suffira de tenir compte des rayons réfléchis, cette réflexion se faisant par inversion de  $\theta$ .

### 3-4 Résultats

Pour comprendre les lois de la propagation des Pcl, nous commencerons par étudier le comportement général de l'onde en dehors des réflexions. Il nous suffira alors de faire des séries de tracés dans un certain nombre de cas judicieusement choisis. Nous prendrons comme variable initiale successivement C,  $\theta$  et la fréquence. La synthèse de ces résultats permet de simuler une onde réelle. En dehors des effets attendus de localisation en points conjugués et limitation de  $\theta$ , nous montrerons que des phénomènes de scintillations apparaissent et que des corrections sont à apporter dans les déterminations de densité à partir de mesures de dispersion.

#### 3-4-1 Comportement général de la normale à l'onde

Nous allons donner quelques lois générales qui permettent de prévoir la trajectoire du rayon. Sans restreindre la généralité de l'exposé nous n'étudierons que les rayons se propageant du nord vers le sud. L'angle  $\theta$  aura tendance à décroître si l'inégalité suivante est satisfaite :

$$U < \frac{T}{2} \frac{(12-s)T^2 + 4(6-s)}{(15-s)T^2 + 4(9-s)} \quad \text{Glangeaud-Lacoume, 1970}$$

avec  $T = \tan C$  ;  $U = \tan \theta$  et  $s$  tel que la densité varie comme  $1/R^s$ . Ainsi, pour tout angle  $\theta$  initial positif,  $\theta = f(C)$  est une fonction décroissante lors de la propagation de l'hémisphère nord à l'hémisphère sud. Sur la figure 3-7 l'on voit



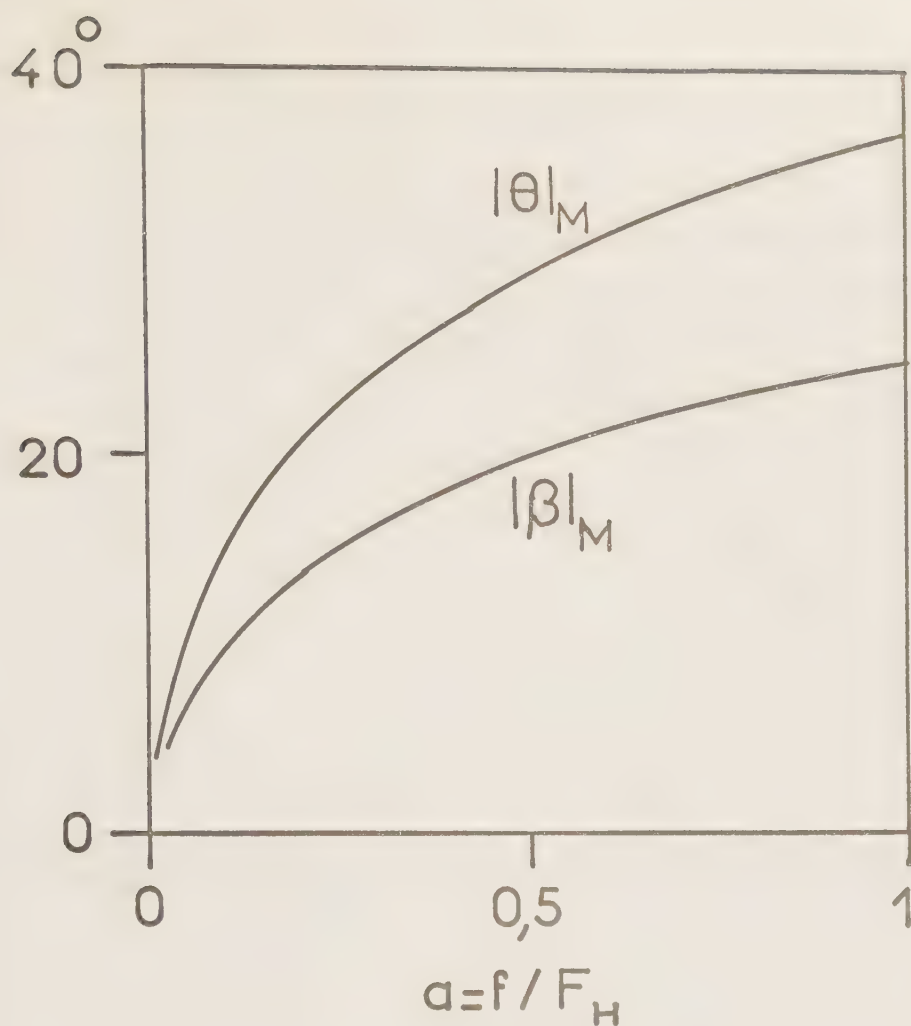


Figure 3-8

Valeur de  $|\theta|$  (et de  $|\beta|$ ) en fonction de  $a$  tels que l'angle du rayon avec le champ magnétique soit maximum. Ces courbes sont déduites des résultats de Kitamura et Jacobs.

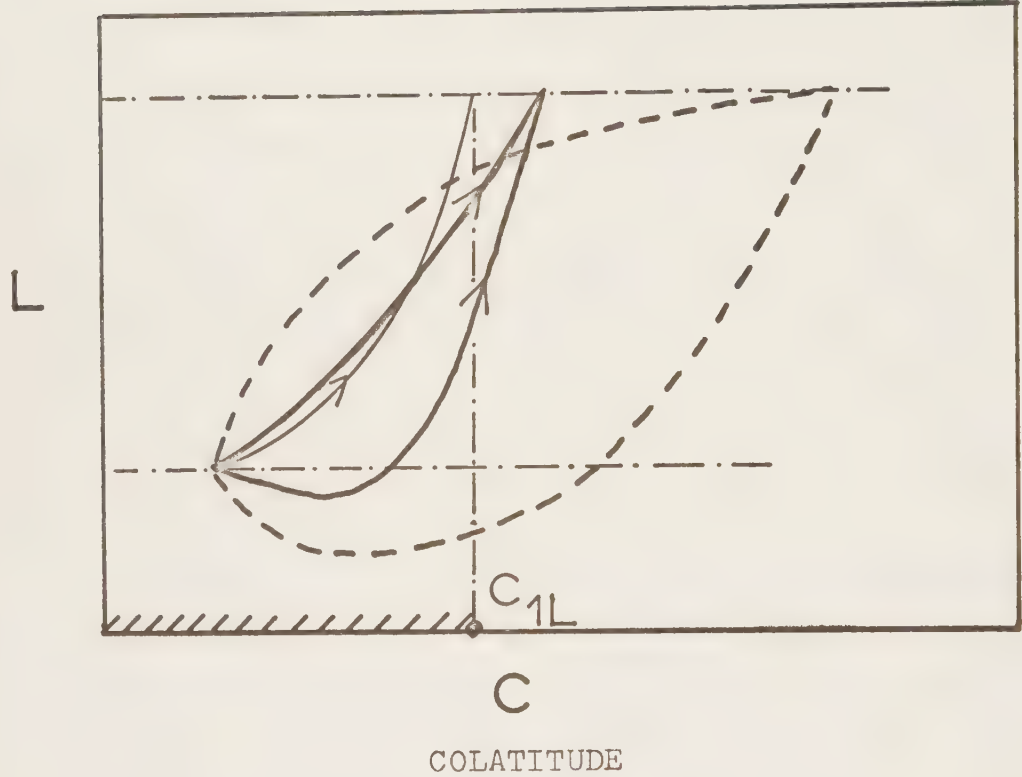


Figure 3-9

Soit  $C_1$ , la colatitude du premier point de réflexion ; cette valeur est supérieure à une limite  $C_{1L}$  pour les rayons issus d'un même point.

que la fonction est d'abord croissante, passe par un maximum quand elle coupe la courbe C (ce qui se produit toujours dans l'hémisphère nord), puis décroît. Ainsi, l'angle  $\theta$  a tendance à décroître, il est suffisamment grand en fin de parcours pour que la propagation devienne bien guidée par le champ magnétique.

L'angle  $\beta$  que fait le rayon avec le champ magnétique passe par un maximum (fig. 3-8) pour des valeurs  $\theta_M$  et  $\beta_M$  telles que :

$$\theta_M = + 40 \sqrt{a} \text{ et } \beta_M = \theta_M/3$$

Mises à part les valeurs de  $\theta_i$  voisines de  $90^\circ$ , il existe un point où  $\theta = \theta_M$ , le rayon alors s'éloigne des lignes de force ; l'effet global est important quand  $\theta$  reste assez longtemps voisin de  $\theta_M$ . C'est le cas dans la partie ascendante de la trajectoire où  $a$  varie dans le même sens que  $\theta$ . Inversement, lors de la descente du rayon,  $\theta$  et " $a$ " varie en sens inverse, ainsi  $\theta$  passe par la valeur  $\theta_1$  assez rapidement, le rayon ne se dirige vers les valeurs décroissantes de  $L$  qu'un court instant. L'effet global est donc une divergence du rayon hors des lignes de force. Une divergence notable n'est obtenue que pour des valeurs de " $a$ " supérieures à 0,1 c'est-à-dire pour  $R > 3,5$  rayons terrestres.

### 3-4-2 Guidage par la plasmopause

La plasmopause ne peut être atteinte pour  $f$ ,  $C_i$ ,  $R_i$  constants qu'en des points de colatitude  $C_1$  supérieurs à une certaine limite  $C_{1L}$ . Pour  $C_1 > C_{1L}$ , deux trajets différents correspondant à deux valeurs distinctes de  $\theta_i$  sont solutions (fig. 3-9). Après une réflexion, une légère décroissance en  $L$  se produit, puis le rayon se rapproche de nouveau de la plasmopause, il est ainsi possible de prévoir un guidage de l'onde.

Pour  $f$ ,  $R_i$ ,  $\theta_i$  constants (1Hz, 10 000 km, normale verticale) seuls les rayons issus d'un domaine de latitude restreint atteignent la plasmopause. Sur la fig 3-10, nous avons porté les valeurs de  $L_i$  (initiales) en fonction des

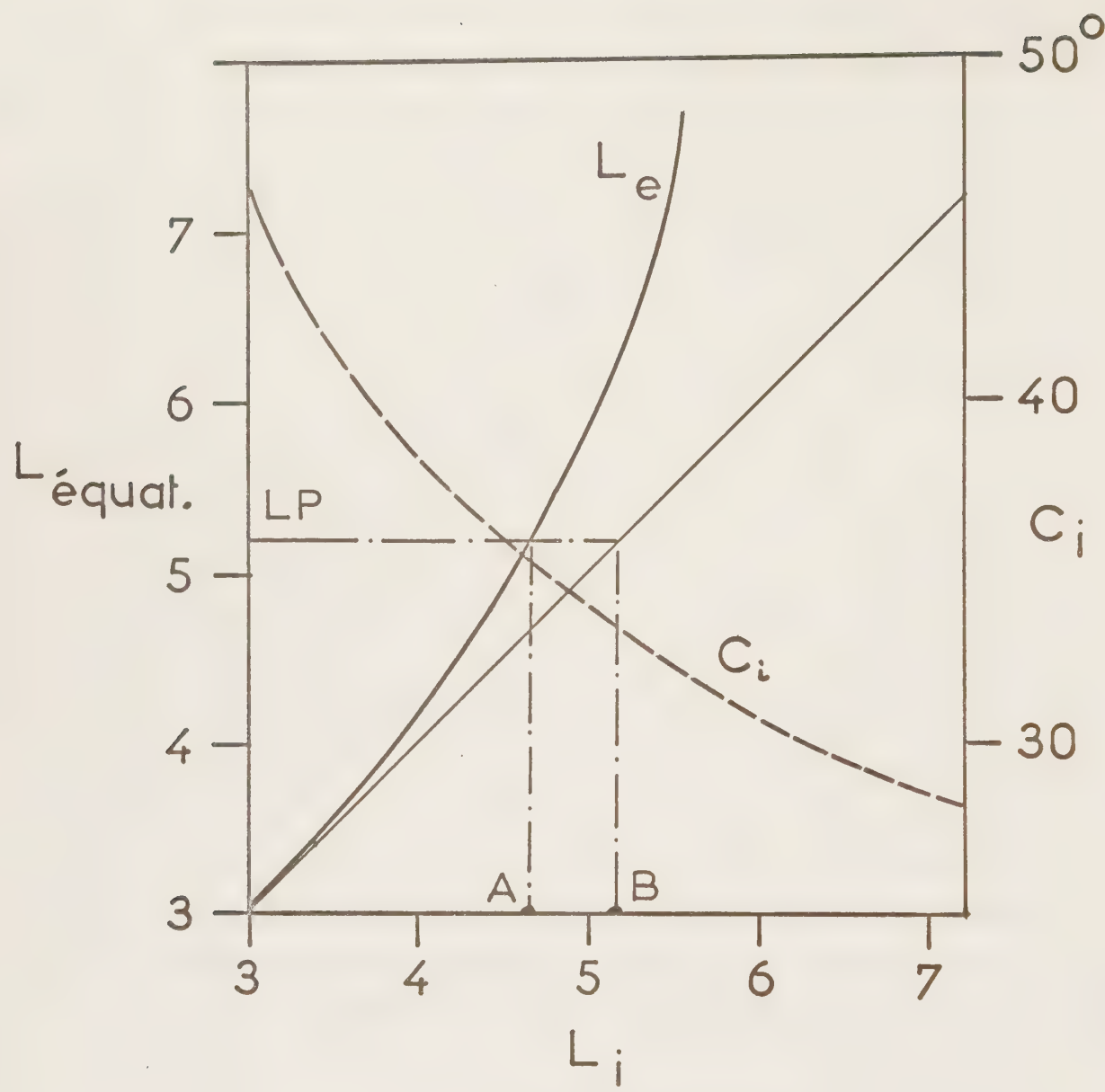


Figure 3-10

Graphique permettant de savoir quelle sera la valeur de  $L$  à l'équateur connaissant sa valeur initiale ou la colatitude du rayon au départ. Les conditions initiales sont :  $R_i \approx 10\,000\text{ km}$ ,  $f = 1\text{ Hz}$  et normale à l'onde verticale. Les tracés de rayons ont été faits en l'absence de plasmopause.

valeurs atteintes au passage à l'équateur. Une plasmopause placée en LP n'est frappée avant l'équateur que si  $A < L_1 < B$ . L'effet de la plasmopause ne devient important que si LP est supérieur à 4 ; dans nos calculs, nous choisissons une valeur moyenne  $LP = 5,2$  et nous placerons d'abord dans le cas de réflexion sur un bord brusque jusqu'au § 3-6-2.

Diverses hypothèses initiales ont été envisagées :

- pour étudier le rayonnement d'un piston pulsant, nous avons fait varier la colatitude en conservant la normale à l'onde verticale et la fréquence égale à 1 Hz
- le cas d'un point source peut être représenté par une série de tracés à  $f$ ,  $R$  et  $C$  constants et  $\theta$  variable (direction de  $k$ )
- le cas d'une impulsion dans le temps sera simulé en ne faisant varier que la fréquence.

Les conditions initiales communes à tous ces séries d'exemples sont :  $\theta_i = 35^\circ$ ,  $f = 1\text{Hz}$ ,  $R_i = 10\ 000\text{ km}$ ,  $LP = 5,2$  mode gauche et normale à l'onde verticale.

Dans chaque exemple nous avons étudié :

- la trajectoire dans le plan méridien
- l'évolution de la normale à l'onde  $\theta = f(C)$
- les variations de temps de groupe  $TG = f(C)$

### 3-4-3 Cas du piston pulsant

Expérimentalement nous avons vu que les Pcl se propagent entre points conjugués CNFRA (1970). Pour étudier théoriquement cette propagation, nous partirons de l'hémisphère nord à une distance  $R$  de 10 000 km et appellerons source le lieu points limités pour les coordonnées initiales extrêmes.

Les équations de propagation sont établies pour des plans d'onde infinis. Une approximation de l'effet d'une source de dimension finie consiste à étudier l'évolution des rayons issus de points voisins. Dans nos conditions, les rayons qui coupent la plasmopause correspondent à des valeurs de  $C$  comprises entre  $33,4^\circ$  et  $36^\circ$ . La dimension de la source est alors de l'ordre de 450 km. La longueur d'onde est alors grande, par rapport aux dimensions de la source, la vitesse

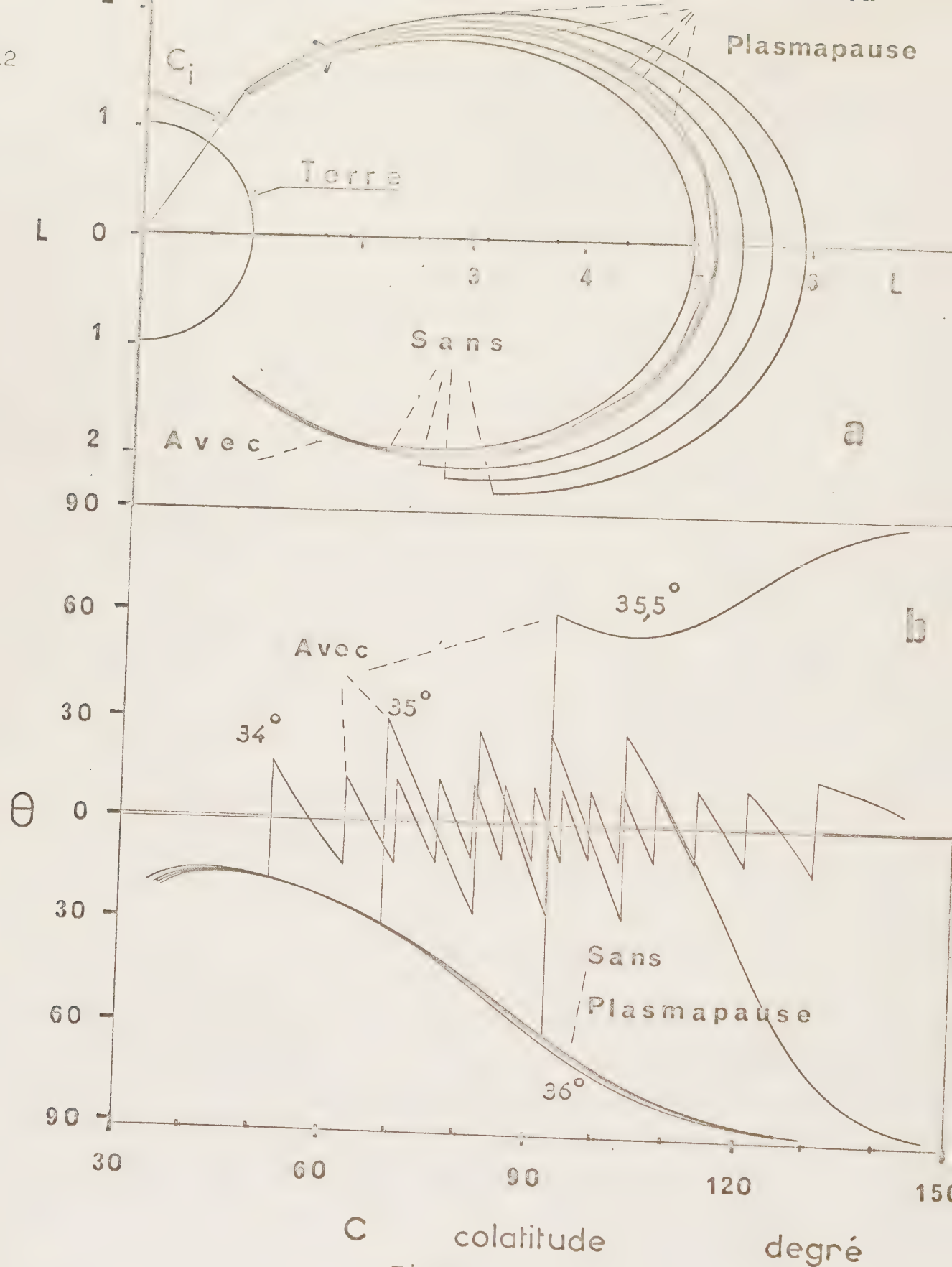


Figure 3-11 a et b

Tracé de rayon et évolution de l'angle  $\theta$ , avec et sans plasmapause pour divers angles  $C_1$  : 34-34, 5-35-35, 5-36°.  $F = 1\text{Hz}$ , normale à l'onde initiale verticale. Seuls les rayons réfléchis parviennent à l'autre hémisphère. Pour  $C_1 = 36^\circ$  le rayon n'atteint pas la plasmapause qui est située à  $L = 5,2$ . Pour plus de clarté, l'évolution de  $\theta$  n'a pas été représentée lorsque  $C = 34,5^\circ$ .

d'Alfven étant de l'ordre de 3 000 km. Les résultats des tracés pour cinq valeurs initiales de C sont présentés dans le tableau suivant :

| $C_i$                          | 34    | 34,5 | 35   | 35,5 | 36   | degrés             |
|--------------------------------|-------|------|------|------|------|--------------------|
| L initial                      | 5,01  | 4,89 | 4,76 | 4,65 | 4,54 |                    |
| L équatorial                   | 15,98 | 5,68 | 5,42 | 5,19 | 4,99 |                    |
| t <sub>90°</sub> sans plasm    | 105   | 86,5 | 72,7 | 63,4 | 57,2 | s                  |
| t <sub>90°</sub> avec plasm    | 69,9  | 69,9 | 68,8 | 63,4 | 57,2 | s                  |
| $\theta_{90^\circ}$ sans plasm | 60,4  | 59,6 | 58,6 | 58,3 | 59   | degrés             |
| $\theta_{Max}$ avec plasm      | 13    | 22   | 30   | 59   |      | degrés             |
| R <sub>90°</sub> sans plasm    | 38,1  | 36,2 | 34,6 | 33,1 | 31,8 | 10 <sup>3</sup> km |
| C <sub>1</sub>                 | 51,5  | 59   | 59,8 | 90,2 |      | degrés             |
| nombre de rebonds              | 13    | 8    | 4    | 1    | 0    |                    |

Nous en déduisons divers résultats concernant la géométrie des rayons, l'évolution de la normale à l'onde et les temps de propagation

#### Géométrie des rayons :

L'ensemble des rayons (fig. 3-11a) sans plasmopause s'étend à l'équateur sur un front de 6 000 km. Avec plasmopause, cette distance n'est plus que de 500 km (vitesse d'Alfvén 300 km/s) et au point conjugué elle se réduit à 50 km.

#### Normale à l'onde :

La présence de la plasmopause limite les variations de  $\theta$ . La propagation devient alors possible sur une grande partie du trajet. L'on remarquera que les valeurs de  $|\theta|$ , lors de réflexion, passent par un minimum à l'équateur. Après

la dernière réflexion, l'évolution de la normale à l'onde suit les lois générales exposées au § 3-4-1 et la valeur de  $|\theta|$  augmente. Nous avons interrompu les tracés de rayons quand  $|\theta| > 88^\circ$ . Nous voyons sur la fig. 3-11b que seuls les



rayons ayant subi des réflexions parviennent au voisinage des points conjugués. La valeur finale de  $\theta$  est une fonction rapidement variable des données initiales, de plus cette fonction,  $\theta$  est discontinue.

Temps de propagation : (fig. 3-11c)

Tous les rayons ne parviennent pas exactement aux points conjugués. Nous avons donc établi cette étude sur les valeurs du temps de propagation lors du passage à l'équateur. Aux plus grandes latitudes initiales sont associés les temps les plus grands. Les écarts de temps de propagation  $t_{90^\circ}$  entre les rayons émis aux extrémités du piston sont de 13 et 48s, suivant que la plasmopause est ou non présente. A une distance de 5 rayons terrestres une longueur de 3000 km est parcourue en 10 s. Les signaux émis restent ainsi groupés dans l'espace sur un front de 500 km et sur une profondeur de 3000 km à partir du moment où des réflexions interviennent. Il suffit que les rayons subissent plus de quatre réflexions pour que les écarts de temps se réduisent à moins d'une seconde.

### 3-4-4 Trajectoire à partir d'un point source

Les résultats des tracés de rayons avec diverses normales à l'onde initiale sont résumés dans le tableau ci-dessous

|                  |      |      |      |      |       |       |       |      |     |
|------------------|------|------|------|------|-------|-------|-------|------|-----|
| $\theta_i^\circ$ | 61   | 26   | 6,8  | 3,5  | -10,8 | -18,4 | -19,3 | -42  | -65 |
| $C_1^\circ$      | 78   | 65   | 59,5 | 56,5 | 63,3  | 68,2  | 68,5  | 78   | 79  |
| $t_{90^\circ}s$  | 66,9 | 70,5 | 69,3 | 70,5 | 69,2  | 68    | 68,8  | 62,2 | 60  |
| $t_f$            | 131  | 138  | 138  | 139  | 137   | 137   | 137   | 132  |     |
| $n$              | 2    | 6    | 9    | 10   | 6     | 5     | 4     | 2    | 0   |

#### - Trajectoire

Pour des angles  $\theta$  variant de  $+25^\circ$  à  $-25^\circ$ , les rayons sont focalisés sur une distance de 50 km au point "conjugué". Dans nos conditions initiales, c'est le rayon de  $\theta_i = 3,5$  qui atteint le premier la plasmopause. Au début, les rayons se chevauchent comme nous l'avions annoncé au § 3-4-1.

#### - Normale à l'onde

Sur la figure 3-12 l'on voit que sans plasmopause



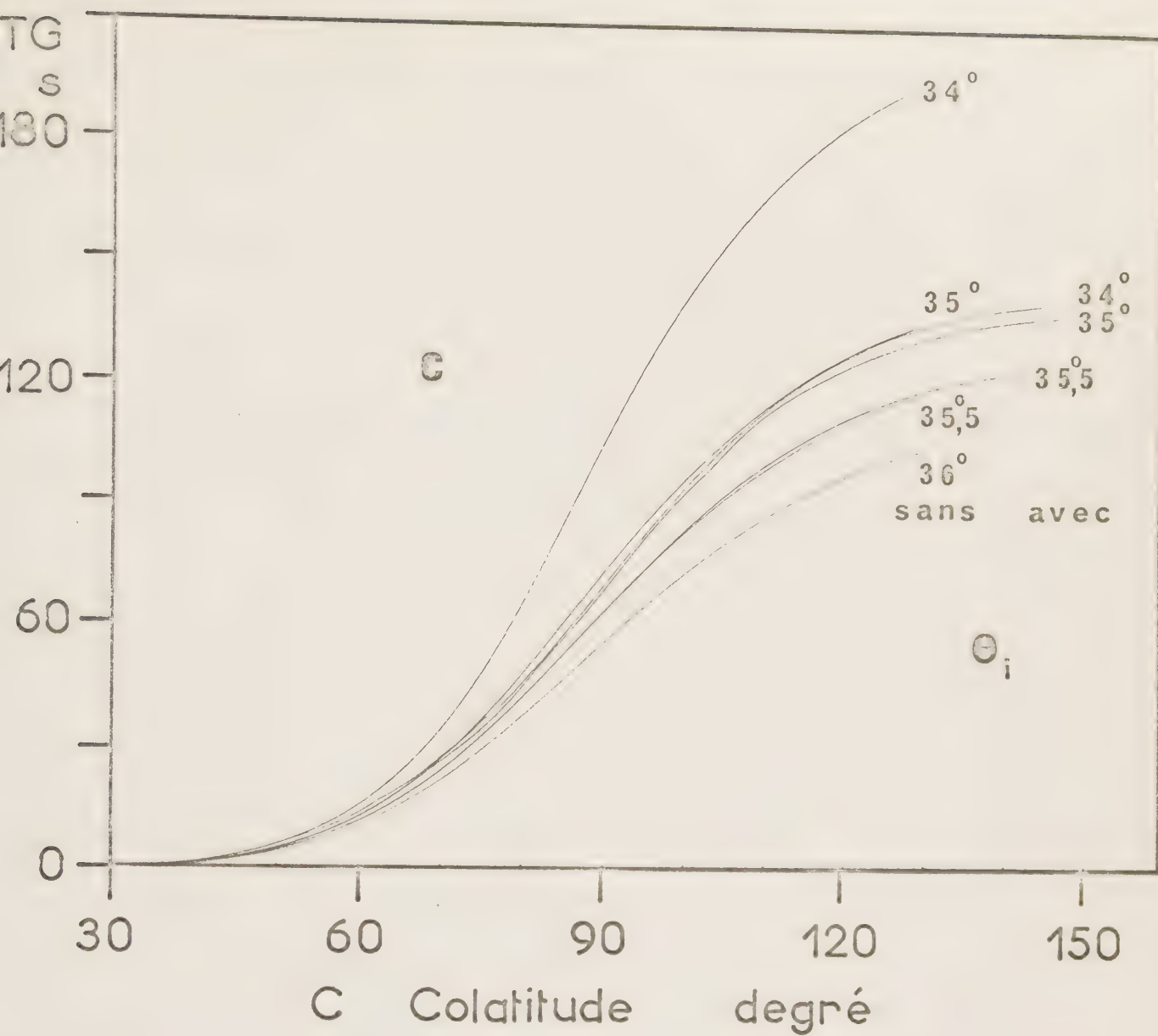


Figure 3-11 c

Temps de propagation dans les conditions de la figure précédente. Sans plasmopause les rayons ne parviennent pas au point conjugué et les temps de propagation sont plus grands.

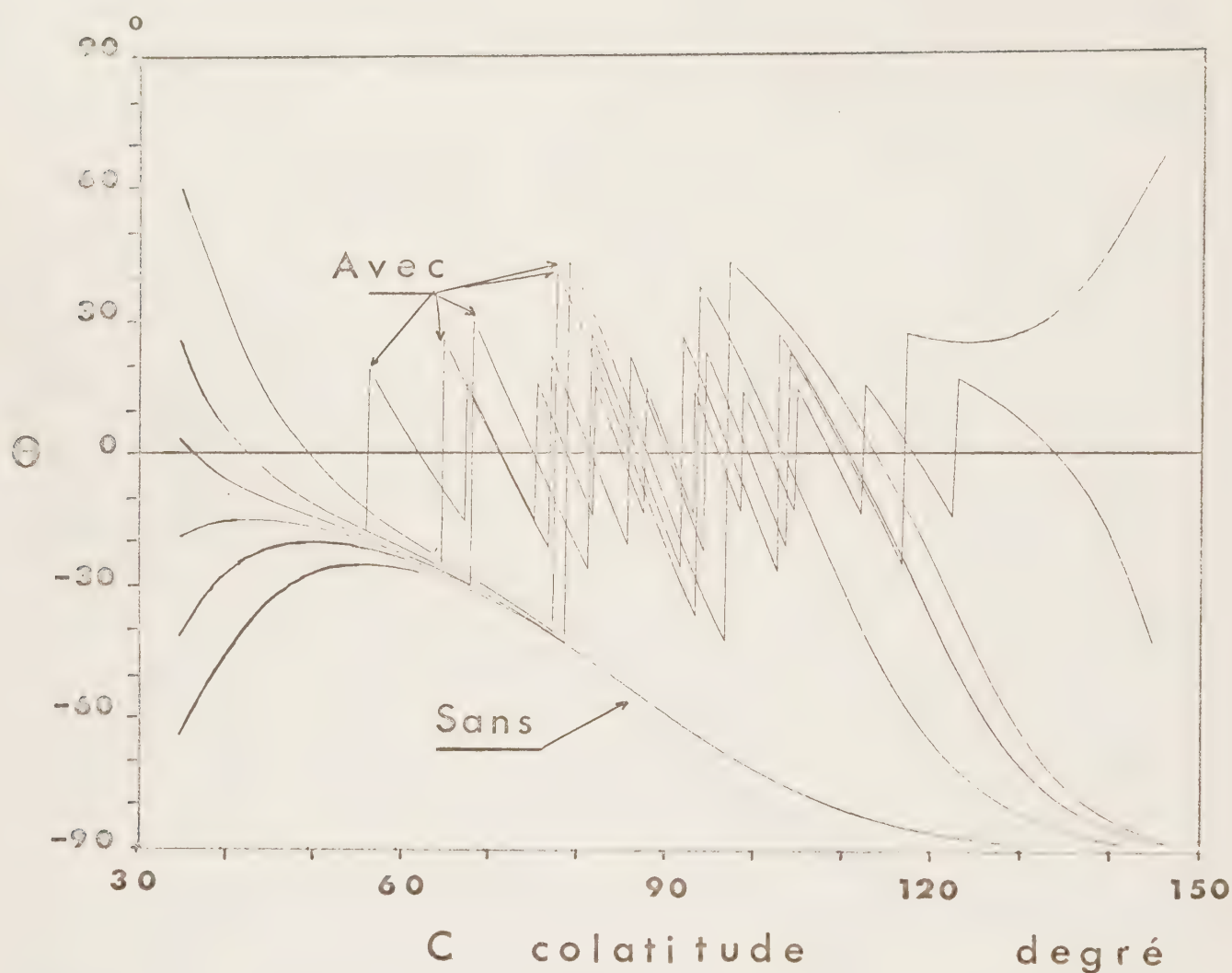


Figure 2-12

Variation de  $\Theta$  en fonction de la colatitude pour diverses normales initiales, avec et sans réflexion sur la plasmopause.

$C_1 = 35^\circ$ ,  $Fr = 1$  Hz.

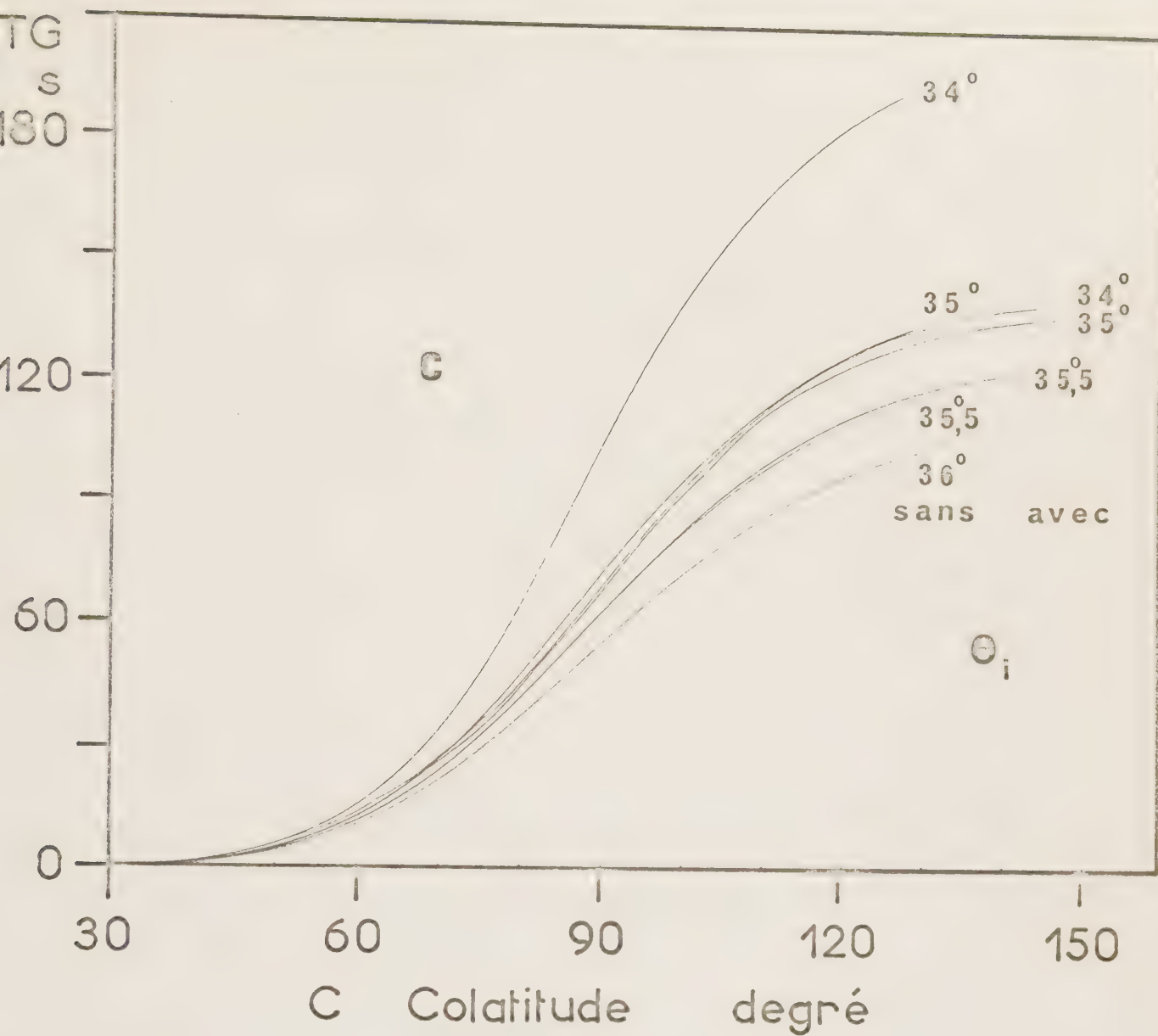


Figure 3-11 c

Temps de propagation dans les conditions de la figure précédente. Sans plasmopause les rayons ne parviennent pas au point conjugué et les temps de propagation sont plus grands.

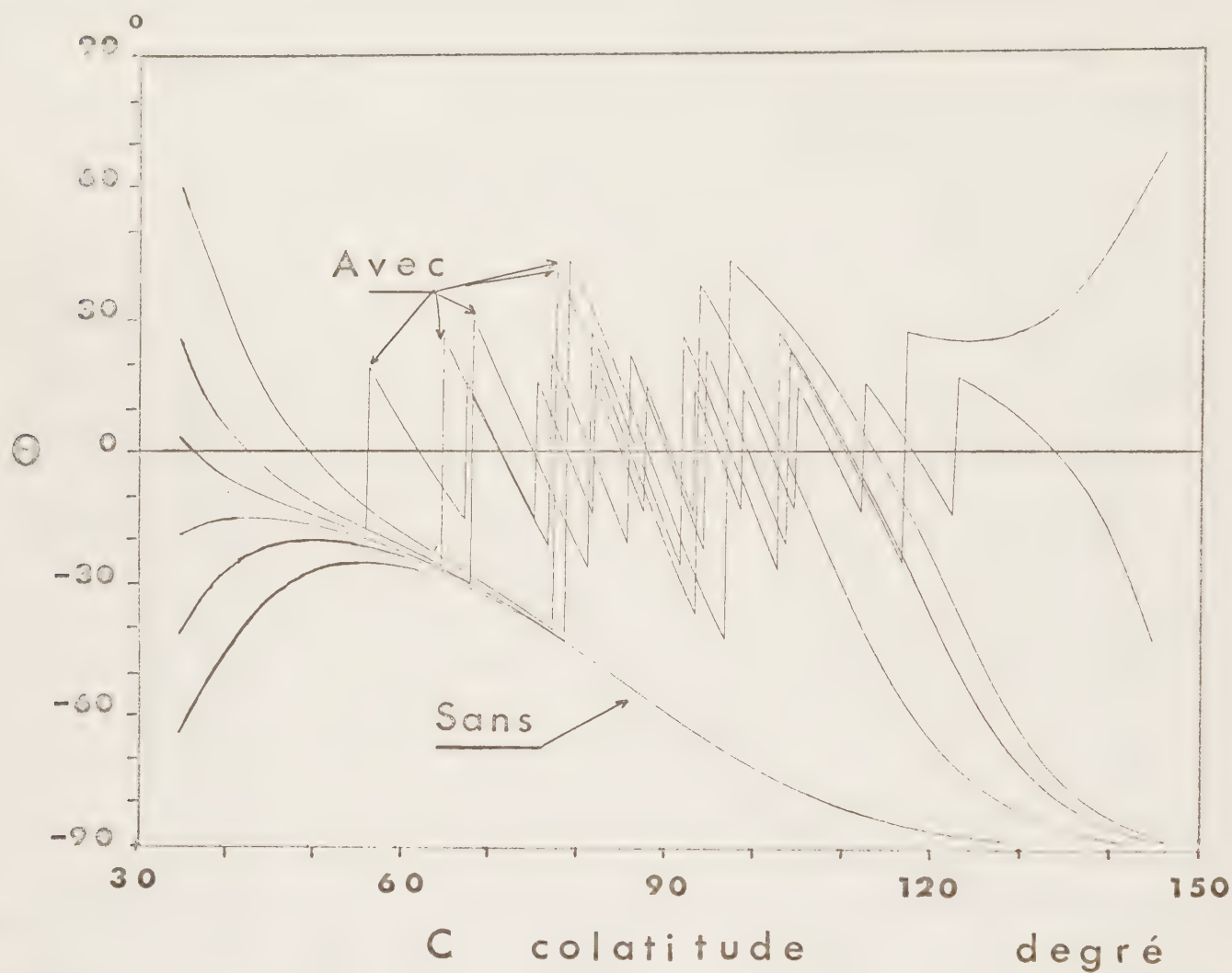


Figure 2-12

Variation de  $\theta$  en fonction de la colatitude pour diverses normales initiales, avec et sans réflexion sur la plasmopause.

$C_1 = 35^\circ$ ,  $Fr = 1$  Hz.

plasmopause est toujours atteinte et a donc une influence tant que  $\theta_i < 70^\circ$  ; ainsi, même une source rayonnant suivant un grand angle est focalisée. Comme précédemment  $\theta_i$  est maintenant limité : par exemple pour  $-10^\circ < \theta_i < 18^\circ$  on a  $\theta_i < 30^\circ$ , jusqu'à une colatitude  $115^\circ$ .

#### - Temps de propagation

Les temps de propagation sont peu fonction des conditions initiales ; les conséquences en seront exposées au § 3-5. Remarquons qu'il est possible de comparer les temps des divers rayons, ceux-ci étant focalisés à leur arrivée. Pour  $-10^\circ < \theta_i < 18^\circ$ , les écarts entre les temps d'arrivée ne dépassent pas 5s. Le temps de propagation le plus long est celui du rayon ayant atteint le premier la plasmopause ; ce rayon est celui qui a subi le plus de réflexion. Le temps, sur le trajet défini par  $\theta_i = -65^\circ$ , aurait une valeur (extrapolée) de 116s s'il atteignait le point conjugué. L'onde reçue au sol est une recombinaison des divers rayons à une même fréquence, le temps d'arrivée est fonction du nombre de réflexions, nombre qui n'est pas connu ; l'interprétation d'une mesure de temps entre points conjugués faite à mieux que 10s est donc sujette à discussion.

#### 3-4-5 Etude selon la fréquence

Les résultats de tracés de rayons avec plasmopause sont présentés dans le tableau suivant ;

| f   | $C_1^\circ$ | n | $C_n^\circ$ | $\theta_i(^\circ)$ | t(s) | $L_f$ |
|-----|-------------|---|-------------|--------------------|------|-------|
| 1   | 68,4        | 4 | 102         | 20,6               | 137  | 5,19  |
| 1,2 | 62,3        | 7 | 118         | 23,8               | 147  | 5     |
| 1,4 | 58,4        | 9 | 122         | 30                 | 159  | 4,64  |

#### - Trajectoire (fig. 3-13a)

Nous appelons conjugués les deux extrémités d'un rayon quand celui-ci revient à l'autre hémisphère. Ainsi, même sans réflexion les conjugués d'un même point sont fonction de la fréquence : par exemple les valeurs de L égales à 4,51 au départ deviennent égales à 4,96 et 5,38 au point conjugué,

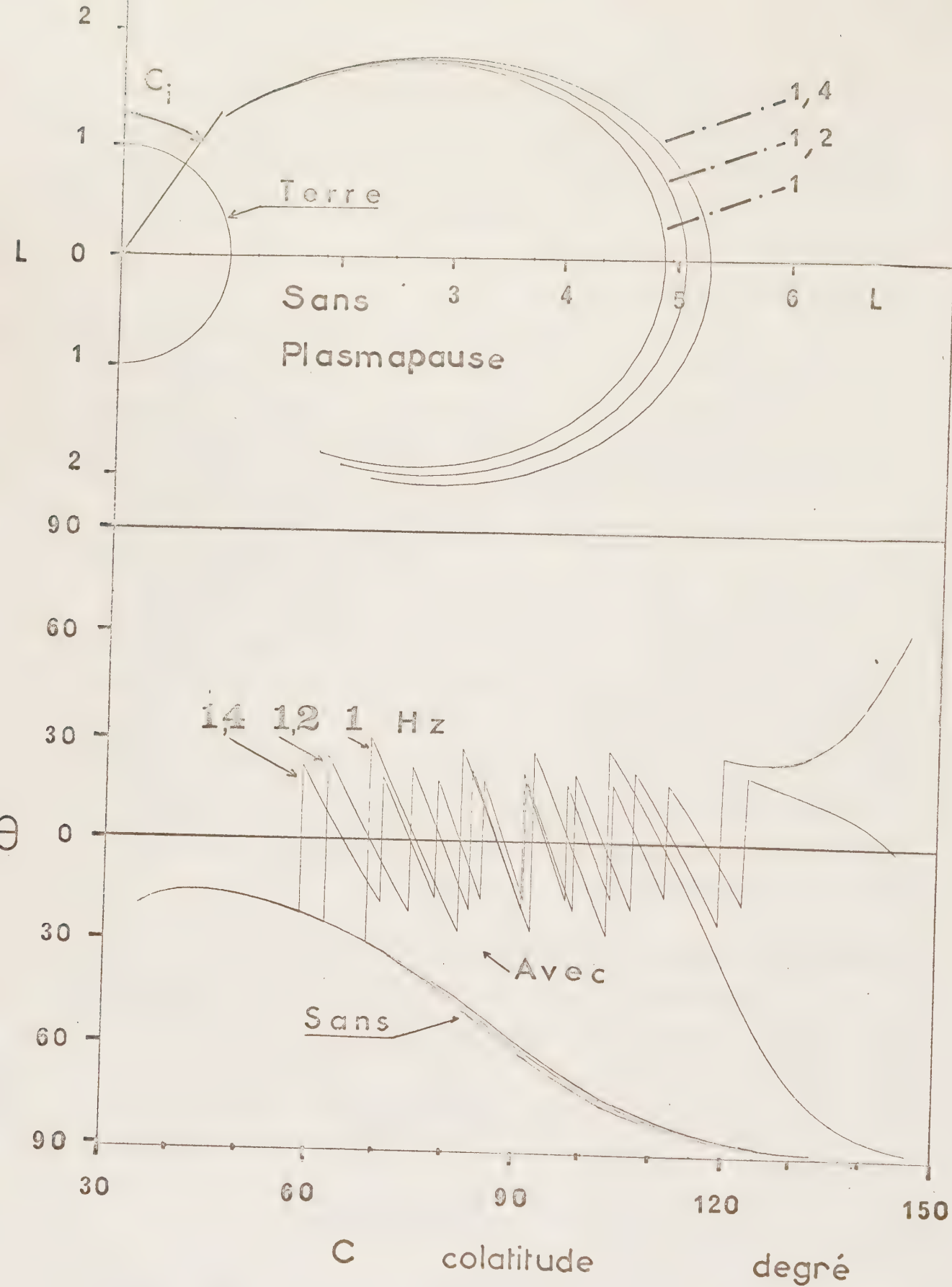


Figure 3-13 a et b

Tracés de rayons et évolution de  $\theta$  pour diverses fréquences. Au départ, les normales à l'onde sont verticales,  $R_i = 10\,000$  km et  $C_i = 35^\circ$ . La plasmopause limite les valeurs de  $\theta$ .

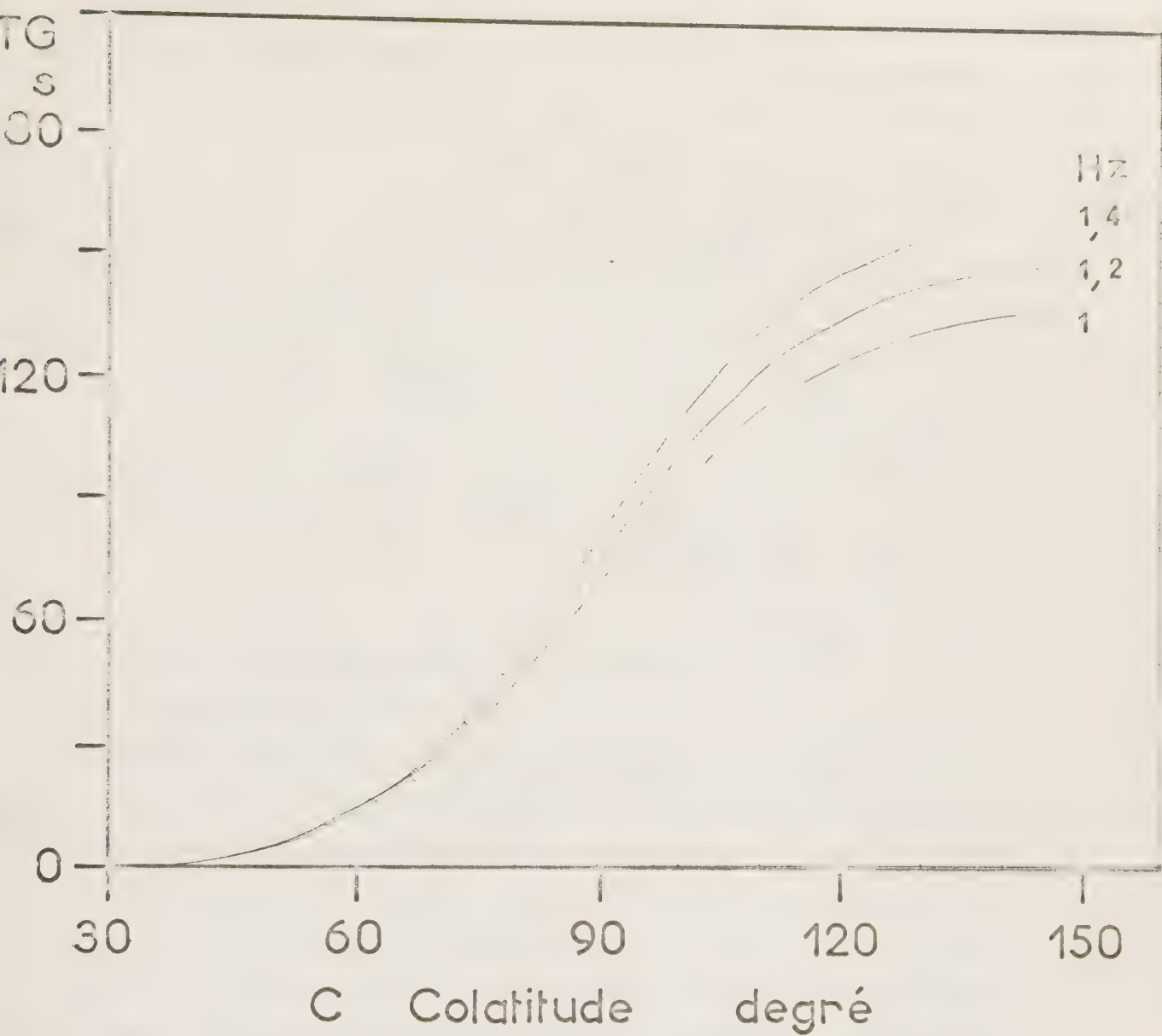


Figure 3-13 c

... Temps de propagation dans les conditions précédentes

suivant que la fréquence est de 1 ou 1,4 Hz. La distance horizontale est de 340 km. L'effet de la plasmopause est de focaliser l'arrivée dans l'autre hémisphère, les valeurs extrêmes de  $L_f$  sont maintenant 5,19 et 4,64.

- Normale à l'onde (figure 3-13b)

Les fréquences les plus élevées se réfléchissent les premières, un plus grand nombre de fois et restent guidées plus longtemps. Dans le domaine guidé  $\theta$  (reste limité à  $\theta_1$  (valeur de  $\theta$  lors de la première réflexion). La propagation entre points conjugués est ainsi plus facile à fréquence élevée ; ce qui est un résultat inverse de celui constaté en magnétosphère homogène. Une coupure des fréquences basses est ainsi possible.

- Temps de parcours

Tous les rayons traversent les mêmes régions en présence de plasmopause, ainsi il n'y a pas augmentation de la dispersion, du fait que les fréquences les plus élevées en magnétosphère homogène traversent des régions de vitesse d'Alfvén moindre. Les temps de propagation obtenus ont été portés figure 3-13c. Nous avons comparé ces résultats avec ceux calculés dans les hypothèses simplificatrices : propagation le long d'une ligne de force avec normale à l'onde parallèle ; pour cela, nous avons rajouté 5s à nos résultats pour tenir compte des temps mis pour aller du sol à 3672 km et porté ces 3 résultats sur la figure 3-20. Au temps trouvé par le tracé de rayon correspondrait un L de 5,35 supérieur au L moyen. Nous reviendrons plus en détail sur cette question dans le paragraphe 3-7, corrections à apporter aux mesures de temps classiques. Sur la même figure, nous voyons aussi que, en début de parcours, une même colatitude peut être atteinte en même temps par deux rayons différents ; la dispersion ne se produit que dans la région équatoriale où les valeurs de gyrofréquence deviennent comparables à la fréquence de l'onde.

### 3-5 Effet de scintillation

Nos mesures expérimentales nous ont permis de montrer que les ondes reçues pouvaient être considérées comme provenant d'un point source situé au-dessus de l'ionosphère. Les résultats des tracés confirment que le paquet d'onde en provenance de la magnétosphère est localisé sur de petites dimensions

. Nous avons aussi remarqué que des battements peuvent se produire à l'intérieur d'un même train. De telles interférences apparaissent possibles dans notre modèle théorique : des signaux de fréquences légèrement différentes peuvent arriver simultanément, les battements résultants sont alors lents. Au cours du déferlement de fréquence des battements plus rapides peuvent être dus à l'arrivée simultanée de deux rayons de même fréquence mais n'ayant pas suivi le même chemin. A certaines fréquences, il y aura opposition. Cependant, les trajets suivis se modifient à chaque aller-retour, la composition des rayons varie donc entre deux éléments E. Ce phénomène se rapproche d'un effet de scintillation mais ne rend pas compte du fait que les maximums semblent se produire à des fréquences fixes ou lentement variables.

### 3-6 Portée de l'étude théorique

Nous présenterons successivement les résultats que l'on peut retenir du modèle de réflexion sur un bord brusque ; nous montrerons que ces résultats peuvent être généralisés au cas d'une plasmopause plus réaliste. Nous n'avons jusqu'à présent traité que la propagation de Pcl d'un hémisphère à l'autre, nous aborderons pour terminer le cas de réflexions multiples.

#### 3-6-1 Précision des calculs

Pour évaluer la précision des tracés réalisés, nous avons fait un même tracé avec des pas plus ou moins grands et des tracés retour de l'hémisphère sud vers l'hémisphère nord. La première méthode nous a permis de constater que



les résultats étaient indépendants du nombre de pas à partir d'un nombre limite. Un tracé en 300 points est correct dans le cas de 5 réflexions. Pour un nombre de pas moindre, la position des points de réflexion est mal définie, on s'en rend particulièrement bien compte en observant les variations de  $\theta_n$ ;  $\theta_n$  étant la valeur de  $\theta$  lors de la  $n^{\text{ème}}$  réflexion : les irrégularités de cette courbe traduisent un mauvais tracé.

La deuxième méthode, basée sur le principe du retour inverse de la lumière, nous a donné des résultats déconcertants. En effet, les conditions initiales du retour sont  $R = R_f$ ,  $\theta = \theta_f$ ,  $C = C_f$ , elles diffèrent d'un effet de réflexion sur une couche horizontale où  $\theta = \theta_f - \epsilon$  ; or nous avons vu que cet angle était généralement voisin de  $90^\circ$ , il s'en suit que  $\epsilon$  est très petit et qu'une faible variation des conditions initiales modifie beaucoup le résultat. Remarquons qu'il est difficile de donner les conditions initiales avec une grande précision. Nous avons vérifié que les tracés inverses à partir de l'équateur sont satisfaisants, les valeurs de  $\theta$  n'étant pas encore critiques. Dans le cas où il y a réflexion sur la plasmopause, la précision du résultat est moindre car il suffit qu'une réflexion de plus intervienne sur le trajet du retour pour que les données finales soient modifiées notablement ; cependant, les résultats globaux ne sont pas modifiés :

nous retiendrons que la plasmopause

- focalise les rayons dans l'hémisphère opposé sur une petite surface
- rend la propagation entre points conjugués théoriquement possible.
- modifie les temps de propagation
- explique la présence de trajets multiples voisins.

Dans ce calcul, les rayons étaient réfléchis par un bord brusque localisé à la plasmopause. Ce modèle théorique n'est pas conforme à la réalité et la chute de densité se produit graduellement.

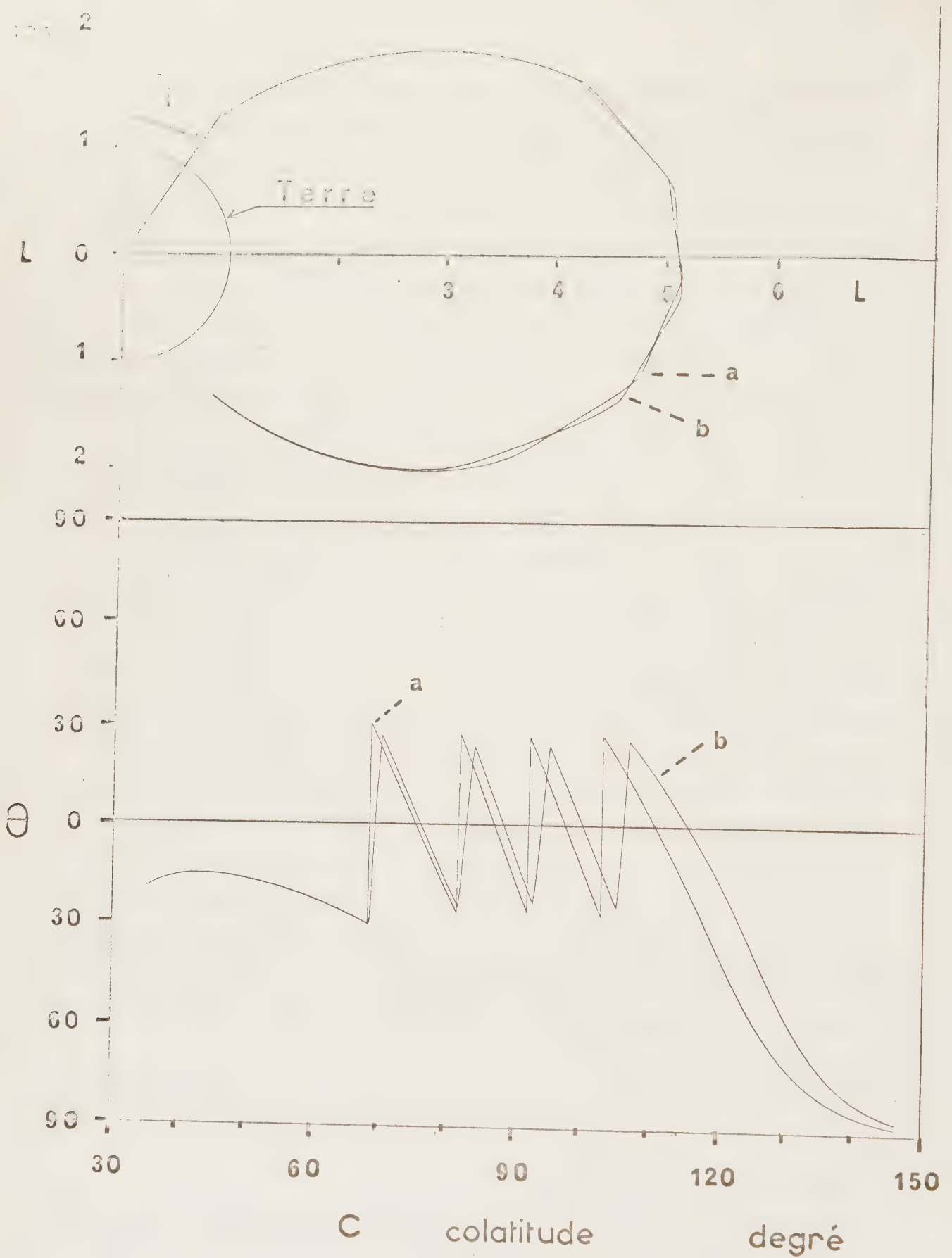


Figure 3-14

Tracé de rayon et évolution de l'angle  $\theta$  lors de réflexions sur la plasmopause selon deux hypothèses :

- a) Réflexion sur un bord brusque
- b) Réflexion sur un gradient de densité

$C = 35^\circ$ ,  $\theta = 19.5^\circ$ ,  $F = 1$  Hz

### 3-6-2 Généralisation des résultats

Notre modèle de plasmopause plus élaboré suppose une épaisseur de plasmopause de 670 km à l'équateur. Les conditions d'utilisation des lois de l'optique géométrique sont encore dans les limites du possible. La valeur  $W$  reste inférieure à 0,1 pour des latitudes inférieures à  $20^\circ$ , nous nous sommes donc limités à des tracés n'ayant qu'un petit nombre de réflexions de part et d'autre de l'équateur (fig. 3-14).

Comparativement au modèle simplifié, les valeurs de  $\theta$  (aux réflexions) sont plus limitées, les rayons restent un certain temps dans la plasmopause, la colatitude de la dernière réflexion est donc plus grande. Ainsi, les résultats trouvés précédemment sont légèrement renforcés dans ce modèle plus réaliste. Quant au temps de parcours, il ne diffère que de 1 s ce qui est négligeable.

### 3-6-3 Aller et retour des Pcl

L'on observe au sol de multiples allers et retours de paquets d'ondes. Pour que nos approximations restent valables nous supposons que les réflexions ont lieu sur des gradients horizontaux à 3000 km d'altitude ; ce pourrait être au maximum de vitesse d'Alfvén. La normale de l'onde réfléchie s'obtient en conservant la projection horizontale du vecteur  $k$  (figure 3-1 ). Si l'angle d'arrivée était proche de  $-90^\circ$ , l'angle de retour serait voisin de  $90^\circ$  et de module légèrement moindre. La propagation de retour de l'hémisphère sud vers l'hémisphère nord est alors, avec nos conventions, semblable à une propagation nord-sud avec  $\theta_1$  voisin de  $-90^\circ$ . Nous avons vu (figure 3-7 ) que, dans ce cas, le vecteur  $k$  se rapproche tout d'abord de la direction de B et le rayon se dirige vers les L décroissants, puis, lorsque  $\theta$  change de signe, le rayon se dirige vers les L croissants ainsi des réflexions deviennent possibles. Cependant, ce mécanisme peut tomber en défaut pour les valeurs de  $\theta$  très voisines de  $90^\circ$ . Une étude spéciale de ces conditions limites sera nécessaire. Il convient de retenir de cette étude que, en présence de la plasmopause, une propagation de Pcl est possible pour plusieurs allers et retours



## Modification des méthodes de mesure de paramètre de la magnétosphère

Nos calculs ont montré que les trajets suivis par les Pcl ne s'identifient pas exactement aux lignes de force et que la direction de la normale à l'onde est variable. Nous allons maintenant chercher dans quelle mesure ces résultats modifient les méthodes de mesure de paramètres de la magnétosphère.

### 3-7-1 Longueur parcourue

Les rayons ne suivent pas un chemin unique. Les temps de parcours sont fonction des longueurs à parcourir et de la direction de la normale à l'onde. Les distances à parcourir sont voisines de la longueur de la ligne de force dans le cas de nombreuses réflexions mais elles peuvent en différer notablement dans le cas où il n'y a que quelques réflexions. Elles peuvent être plus grandes ou plus courtes. D'autre part, dans le cas où il y a peu de réflexions pour une même direction de la normale à l'onde, la propagation se fait dans des domaines où les vitesses de propagation sont plus grandes. La comparaison entre les temps trouvés par les tracés de rayons et ceux prévus par des formules nous apportera quelques éclaircissements sur l'influence du trajet suivi.

### 3-7-2 Temps de parcours le long d'une ligne de force

Supposons maintenant que la propagation se fasse le long d'une ligne de force. Comme nous l'avons déjà indiqué (§ 1-5-4), les déterminations classiques de L et de densité (Liemohn et autres 1967) sont faites à partir de mesures de période de répétition, de dispersion ou de pente relevées sur les sonagrammes. Les approximations classiques consistent à prendre  $\theta = 0$ ,  $\beta = 0$ . Les formules donnant les temps de propagation et les dispersions dans ce cas sont :

$$t = W \int F Y(C) \cdot Y^{(7-a)/2} dC$$

$$D = \frac{1}{t} \frac{dt}{df} = \frac{1}{t} \frac{W}{F_H} \int F Y(C) \cdot G Y(C) \cdot Y^{(7-a)/2} \cdot dC$$

avec :

$$2 \dots \dots \dots \frac{1}{2} \frac{F_{PM} \cdot R_M}{\dots} \dots \dots \text{vitesse de la lumière}$$



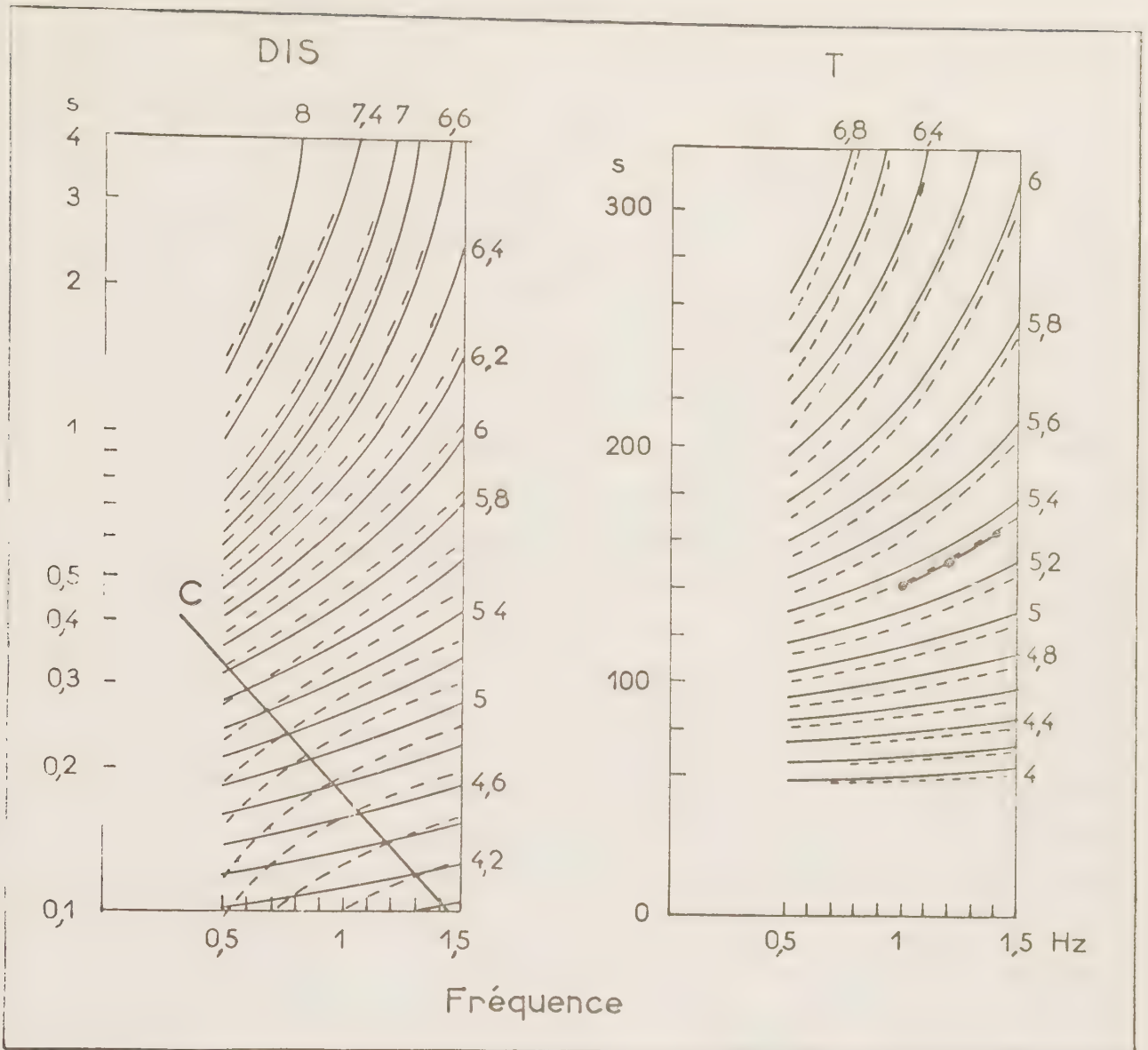


Figure 3-15

Abaques donnant les valeurs de la dispersion et du temps de propagation, entre deux points conjugués, en fonction de  $L$  et  $F$ . La propagation est supposée se faire le long d'une ligne de force. Les courbes en trait plein supposent  $\theta = 0$ , celles en tirets  $\theta = 40^\circ$ . Nous avons aussi indiqué les résultats déduits de tracés de rayons. Ils se placent sur une courbe  $T = \int (f)$  à  $L = 5,35$ .

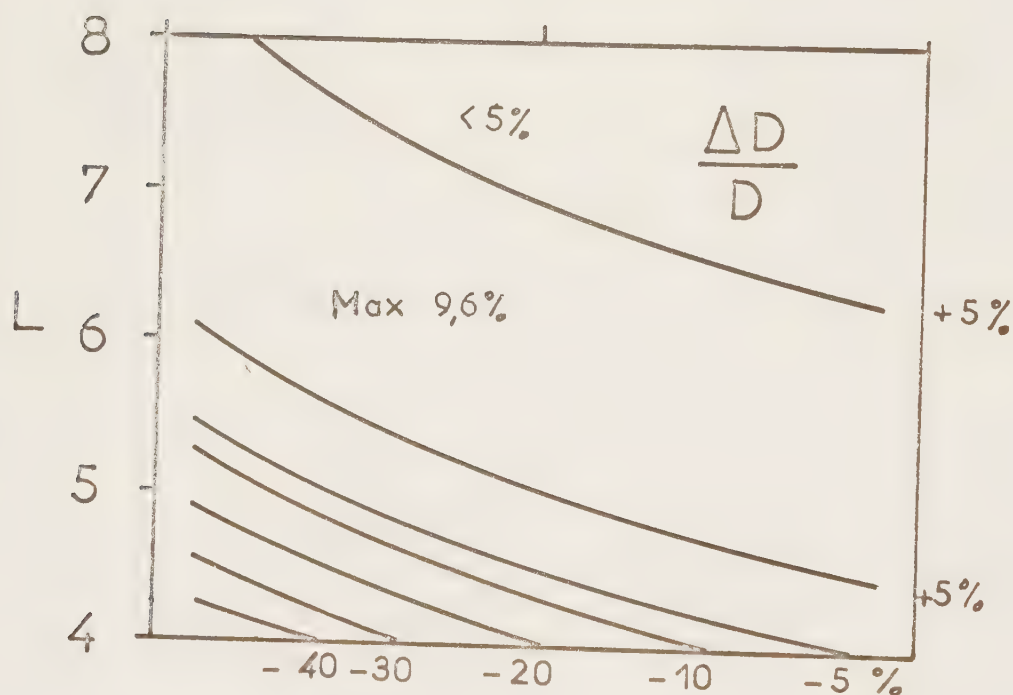
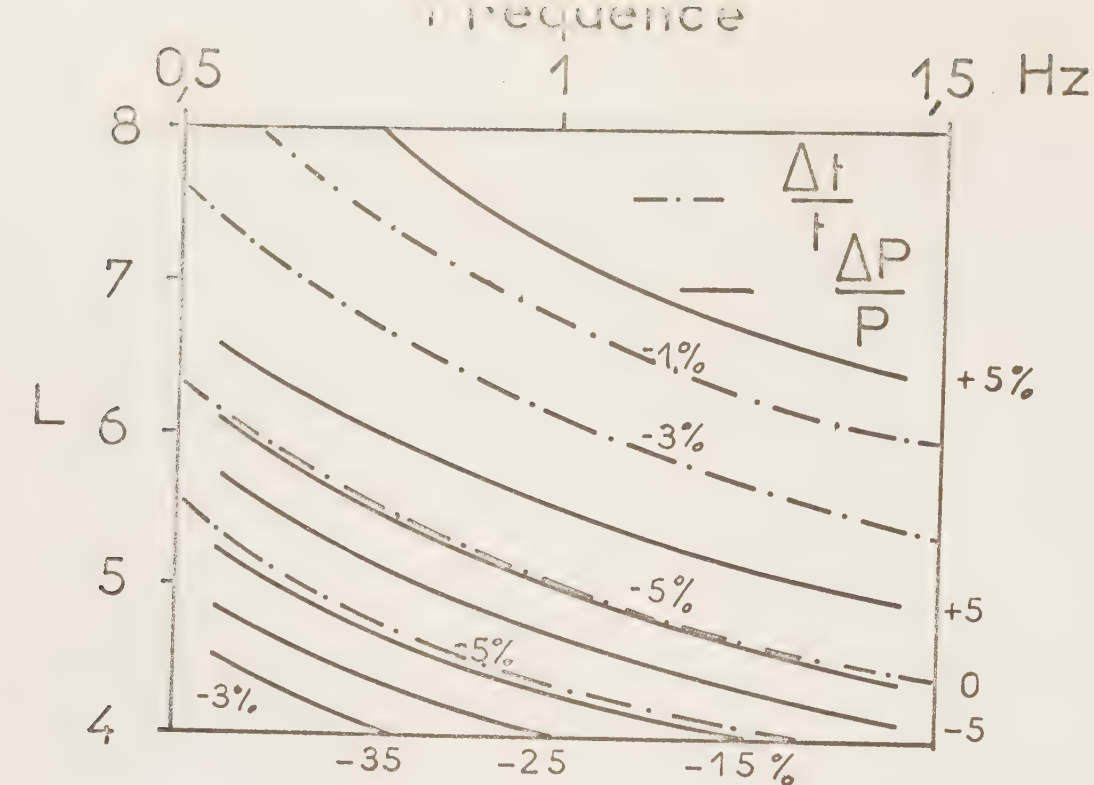


Figure 3-16

Corrections à apporter dans le cas où le vecteur d'onde fait un angle de  $40^\circ$  avec le champ magnétique. La propagation est supposée guidée par une ligne de force de paramètre  $L$ . Nous avons tracé les courbes de correction de la période de répétition, de la pente du déferlement en fréquence et de sa dispersion.

$$FY(C) = \frac{2.Q - a.Y^3}{(Q - aY^3)^{3/2}} \cdot 2.Q^{1/2}$$

$$GY(C) = \frac{-Y^3}{2.Q - a.Y^3} + \frac{3}{2} \frac{Y^3}{Q - aY^3}$$

Les diagrammes correspondant à nos profils de densité ont été tracés figure 3-15 ; ils tiennent peu compte de la présence de l'ionosphère et les vitesses sont alors trop grandes à faible altitude. Des temps plus réalistes doivent être de l'ordre de 5 secondes plus grands. Nous avons vu que, au cours de la propagation, la direction de la normale à l'onde variait. Seul le module de  $\theta$  intervient dans le calcul des temps ; les variations de  $\theta$  dépendent des conditions initiales. Nous évaluerons les corrections à apporter au calcul classique quand  $\theta \neq 0$  et  $\beta \neq 0$ , en supposant  $\theta$  constant tout au long du trajet. Le module de  $\theta$  ne devient important qu'à basse altitude où la vitesse de propagation est grande, ainsi il convient de prendre comme valeur de  $\theta$  les valeurs moyennes prises dans les régions équatoriales. L'indice de groupe selon la normale à l'onde est :

$$N_g = N \left( \frac{1}{1-a^2} + a^2 \right) = \frac{F_p}{F_H} U(C)$$

avec

$$a = \frac{2 \cos^2 \theta}{H_1}$$

$$U(C) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1-a^2}} \frac{1}{\cos \theta} H$$

Les valeurs de  $H$  et de  $H_1$  sont données en annexe . Le temps de propagation compté le long d'une ligne de force est obtenu en projetant l'indice sur le rayon (angle  $V$ ) puis la vitesse sur  $B$  (angle  $\beta$ )

$$T = 4 \frac{(\cos V)}{\cos \beta} \int U(C) Y^{(7-a)/2} . dC$$

### 3-7-3 Correction

La correction à apporter aux mesures de temps est alors  $\Delta T = T - t$

Quand l'on tient compte de la valeur de  $\theta \neq 0$  pour



un même L le temps est plus faible :  $\Delta T < 0$ . Les corrections relatives à apporter au calcul de t sont présentées sur la figure 3-16 en fonction de L et f pour un angle de  $\theta$  de  $40^\circ$ . Nous avons aussi effectué ce calcul sur ordinateur pour  $\theta = 20^\circ$  et  $\theta = 40^\circ$ . Pour  $\theta = 20^\circ$ , l'erreur est négligeable, elle n'atteint 1 % que pour les faibles valeurs de T et  $\Delta T$  ne dépasse jamais 1 s. Pour  $40$  et  $60^\circ$ , les corrections restent inférieures à 5,1 et 14 %.

Nous avons trouvé différentes valeurs du temps à 1Hz, pour une valeur de L = 5,2 à l'arrivée dans l'autre hémisphère, non compte tenu de la traversée de l'ionosphère.

|       |                                |                   |
|-------|--------------------------------|-------------------|
| $T_1$ | calculé $\theta = 0$           | 130 s             |
| $T_2$ | calculé $\theta = 40^\circ$    | 124 s             |
| $T_3$ | tracé de rayon sans rebond     | 116 s (extrapolé) |
| $T_4$ | tracé de rayon avec 10 rebonds | 139 s             |

Dans ce quatrième cas, le module de  $\theta$  reste inférieur à  $20^\circ$  jusqu'à une colatitude de  $140^\circ$ . La différence de 9 s entre  $T_4$  et  $T_1$  déjà remarquée au § 3-4-5 est peut être due à une variation de la distance parcourue ; le trajet réel serait alors plus long.

La correction à apporter au calcul de la pente  $P = dt/df$  peut être de l'ordre de 50 % pour  $\theta = 40^\circ$  (voir figure 3-16). Les valeurs de L modifiées, basées sur des mesures de pente, seront plus élevées que les valeurs issues de méthodes classiques ; la pente corrigée est en effet généralement plus faible ( $\Delta P < 0$ ).

La correction relative de la dispersion est égale à la différence des deux corrections relatives précédentes :

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta P}{P} - \frac{\Delta T}{T}$$

Les deux erreurs se compensent dans un large domaine centré en 1Hz et L = 5. Pour les faibles valeurs de L, l'erreur de pente prédomine (la méthode classique fournit des valeurs de L plus faibles).



Nous avons aussi vérifié que ces résultats sont valables pour d'autres profils de densité en  $1/R^5$ .

En conclusion, nous pouvons classer les incertitudes de mesure de paramètres de la magnétosphère dans l'ordre décroissant suivant :

- incertitude due à des effets d'amplification (Roux et autres, 1970)
- incertitude du fait que la fonction  $\theta = f(C)$  n'est pas connue et est variable d'un trajet à l'autre.
- incertitude de la mesure sur le sonagramme.
- incertitude de la forme du trajet suivi (ligne de force ou non).

Connaissant, par d'autres méthodes, la valeur de  $L$  à l'arrivée sur l'ionosphère (§ 2-4-3), l'on pourrait espérer lever les deux premières incertitudes ; nous montrerons au paragraphe suivant, sur divers cas particuliers, que cela est difficile.



### 3-8 Application aux Pcl de Lerwick et Chambon-la-Forêt

Nous avons déjà présenté au Chapitre II les résultats du dépouillement des observations faites simultanément à Lerwick et Chambon-la-Forêt. Il est maintenant intéressant d'appliquer les résultats trouvés au Chapitre III à ces mesures expérimentales. Nous ne présenterons ici que quelques exemples pris aux mois de février et mars 1968. Nous montrerons comment notre technique de mesure de dispersion permet d'obtenir simplement la dispersion.

- de la valeur ainsi trouvée nous déduirons les paramètres  $L$  correspondant aux trajectoires, par la méthode classique et aussi en tenant compte des corrections trouvées au paragraphe précédent.
- la comparaison des temps de propagation prévus théoriquement (avec et sans correction) et de la mesure de la période de répétition nous donne une indication sur la densité réelle dans la magnétosphère à l'instant de la mesure.
- nous discuterons les résultats d'un certain nombre de cas particuliers, soit pour déterminer la hauteur  $h_o$  du point S d'excitation vers l'ionosphère (fig. 2-13), soit pour localiser la source initiale sur la ligne de force.

#### 3-8-1 Technique de mesure

Un premier dépouillement réalisé à l'aide d'un spectran ou Rayspan permet de connaître systématiquement la composition spectrale des Pcl. Les événements présentant une structure nette sont alors sélectionnés. Pour obtenir plus de détails, les sonagrammes correspondants sont faits avec une échelle de temps dilatée (par l'usage d'un grand tambour) et avec une excursion en fréquence limitée à la partie utilisable du spectre. Un premier examen des structures nous indique le type de Pcl : structure parallèle, de pente inverse, de grande dispersion. Les mesures sont faites par ordinateur pour faciliter le dépouillement et éliminer les incertitudes dues à l'opérateur qui connaît trop bien le type

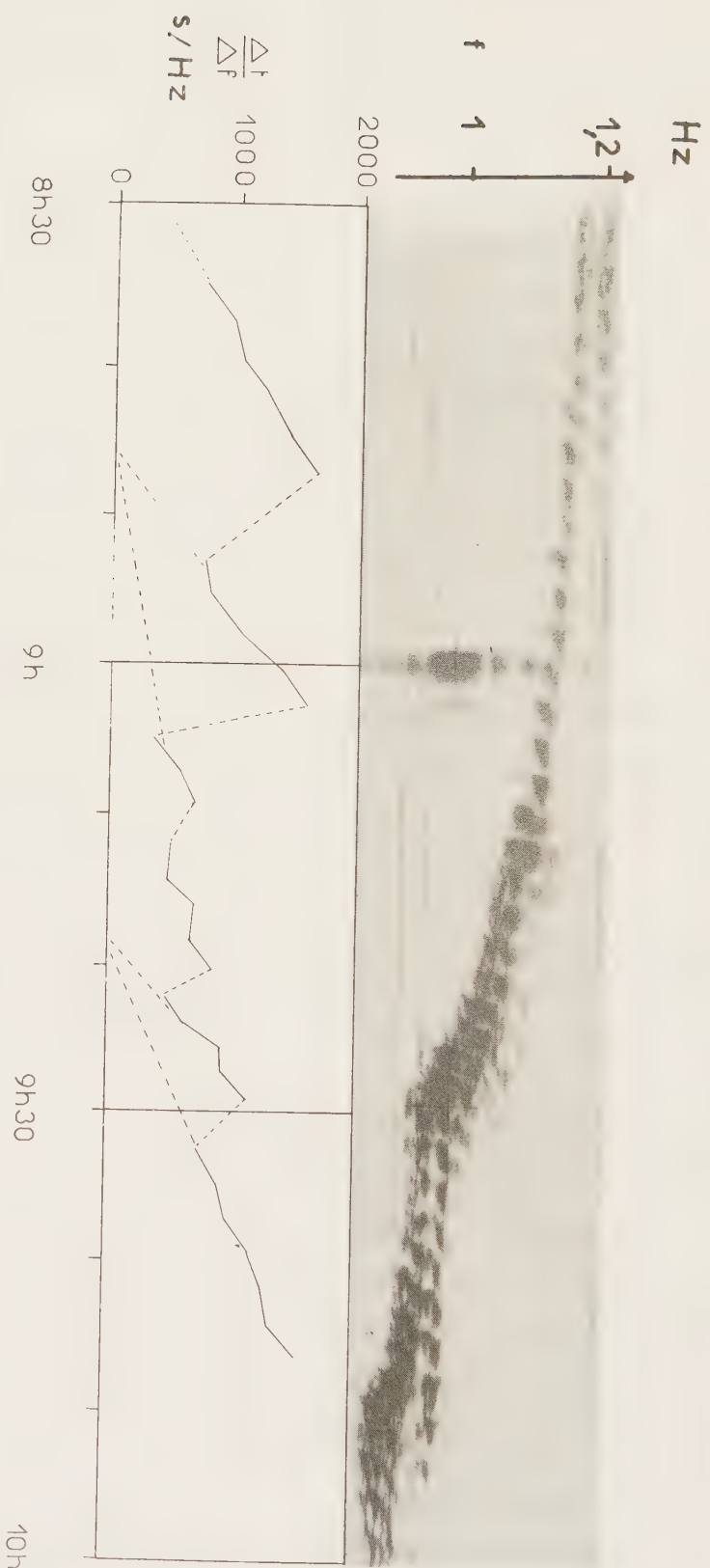


Figure 3-17

Evolution de la pente des éléments structurés du 27-2-68 à Lerwick ; nous avons distingué trois paquets d'ondes différents. Ils se produisent à 7h 55, 8h 45 et 9h 18.

de résultat qu'il doit trouver : les éléments de montée en fréquence sont digitalisés manuellement ; connaissant les échelles et le nombre  $N_e$  d'éléments à traiter, l'ordinateur nous indique :

- les fréquences, périodes de répétition  $\mathcal{T}$ , pour chaque point
- leurs valeurs limites et moyennes sur un élément et sur leur ensemble
- la dispersion élément par élément et sa moyenne générale  $D$
- la pente des structures  $P = \Delta t / \Delta f$  par élément et sa valeur moyenne ainsi que la courbe de variation de  $P$  en fonction du temps.

Les éléments de montée de fréquence ont été ici assimilés à des droites ce qui est une approximation suffisante pour cette étude. La précision sur la dispersion ou sur la pente n'est bonne que si l'excursion en fréquence est grande. Mais la mesure n'est applicable pour une détermination de  $L$  qu'en fin de phénomène (Roux et autres, 1970). Dans ces conditions le signal est plus sélectif. Un compromis est trouvé de la façon suivante: nous avons fait systématiquement de nombreuses mesures pour un même groupe de  $P_{cl}$  en sélectionnant différemment les structures étudiées. Nous avons éliminé les résultats qui dépendent des choix faits. Si les éléments choisis appartiennent bien au même paquet d'onde les points obtenus sur la courbe  $P = f(t)$  doivent s'aligner. Il est ainsi possible de reconnaître si la mesure

Comme nous l'avons montré au § 1-5-4, la pente de cette droite est une détermination de la dispersion, expérimentalement elle diffère de la moyenne des dispersions calculée à partir de valeurs de  $\mathcal{T}$ . En effet, l'opérateur s'appuie sur diverses lois pour déterminer la droite satisfaisant la courbe  $P = f(t)$  :

- la courbe peut être divisée en plusieurs segments de droite fig. 3-17

- quand ils représentent un même paquet d'onde ces segments de droite doivent se recouper en un même point sur l'axe des temps, ce point  $t_i$  représente le temps d'origine du phénomène, les pentes différent du fait que la dispersion due au coefficient d'amplification de l'onde intervient (ROUX, 1970)



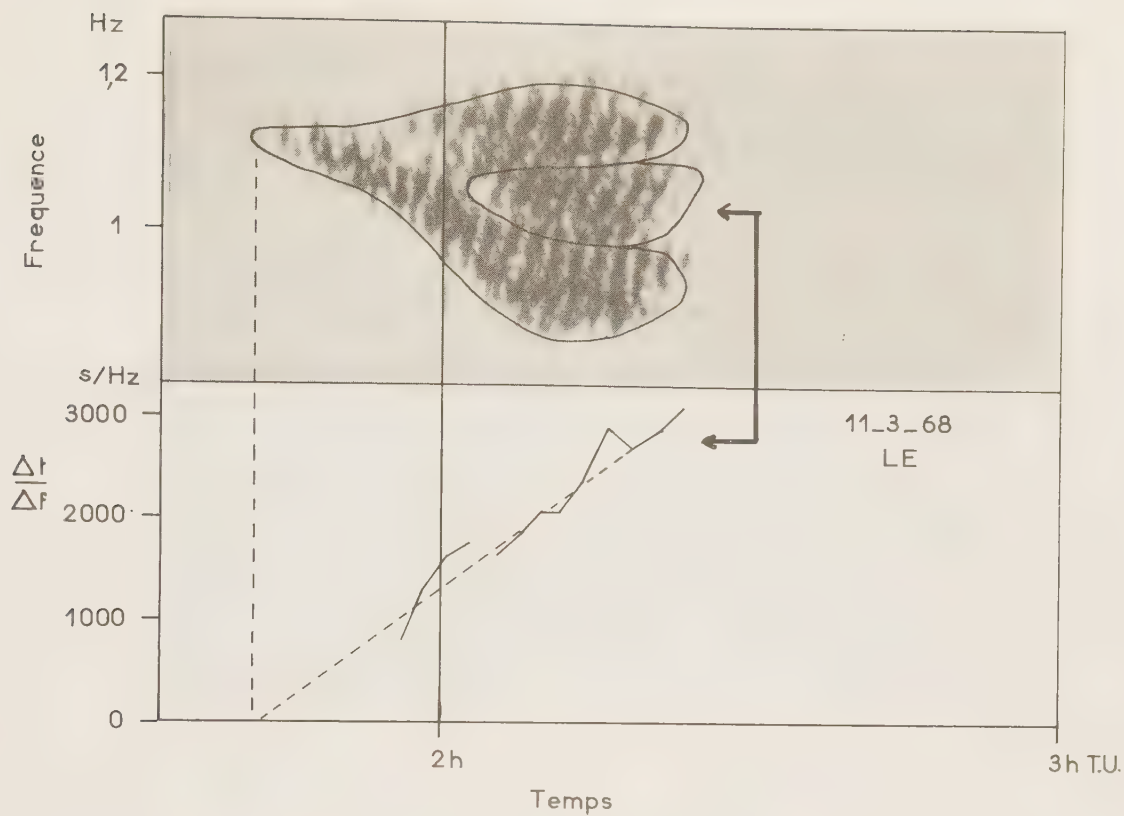


Figure 3-18

Pente des éléments structurés du 11-3-68 à Lerwick. On retrouve bien le temps initial. La pente trouvée au début suit une courbe différente du fait que le signal est d'amplitude croissante.

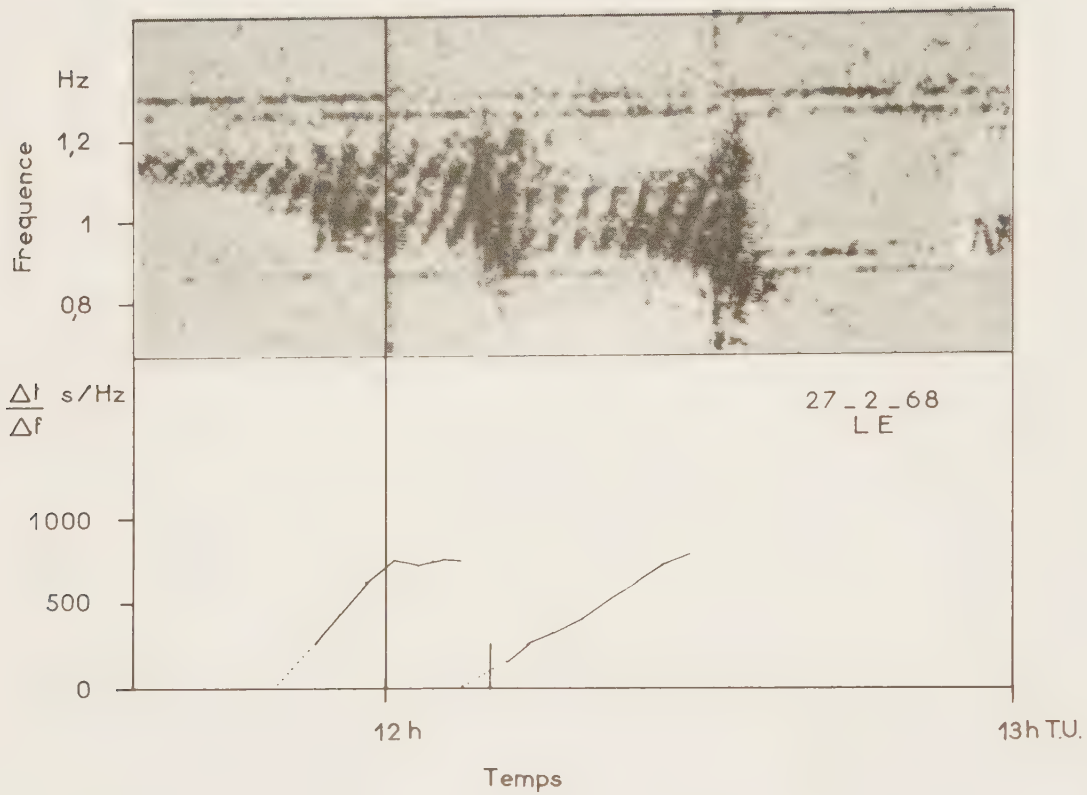


Figure 3-19

Dans ce cas exceptionnel, le signal apparaît dès le début sur une grande gamme de fréquence. L'on peut alors supposer qu'il n'y a pas d'effet de dispersion dû à des variations d'amplitude. De l'observation du premier paquet d'ondes l'on peut déduire la position de la source dans l'espace.

- quand la fréquence moyenne est rapidement variable les résultats ne sont pas bien cohérents
- les résultats de mesure de  $D'$  en début de phénomène ne seront pas pris en considération pour des déterminations de  $L$  fig. 3-18.

### 3-8-2 Résultats

Nous présentons dans le tableau suivant les cas où une évaluation de densité est possible (13 cas sur 47) et les cas où  $L$  a déjà été évalué par d'autres méthodes (§ 2-4).

Nous avons adopté les notations suivantes :

- Ne : nombre d'éléments  $E$  de montée en fréquence utilisés  
 Fr : fréquence moyenne de ces éléments  
 D : dispersion moyenne  
 $D'$  : pente de la courbe  $P = f(t)$   
 L : paramètre  $L$  déterminé par la méthode classique  
 $L_g$  : valeur de  $L$  prouvée par goniométrie, § 2-4  
 $L_c$  : valeur de  $L$  dans l'hypothèse où la normale à l'onde fait un angle de  $40^\circ$  avec le champ magnétique  
 $\tau$  : période de fréquence moyenne  
 T : temps de parcours théorique d'un hémisphère à l'autre suivant la méthode classique  
 $T_c$  : temps de parcours dans le cas  $\theta = 40^\circ$   
 $D/D_0$  : rapport des densités trouvées par les déterminations de  $T_c$  et  $\tau$  sur la densité choisie dans notre modèle (rappelons que la densité à quatre rayons terrestres est de  $3.85 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$  protons).  
 - détermination de  $t_i$  (temps où toutes les fréquences sont émises simultanément)

Il est parfois possible de déterminer le temps  $t_i$  de génération de l'onde : par exemple, le 27 février figure 3-19  $t_i = 12\text{h } 07 \text{ mn } 30 \text{ s}$ , l'arrivée du premier train visible repéré à la fréquence moyenne se produit 116 à 150 s plus tard, or la période de répétition est de 158 s; ainsi l'onde est générée dans l'hémisphère nord en dehors de la zone équatoriale. Il est à remarquer que l'amplitude du signal n'est pas croissante d'un train au suivant, il est donc bien justifié de négliger



|   | Ne | heure |    | Fr   | D     | D'   | L    | Lg        | Lc  | $\tau$ | T   | Tc  | D/Do |
|---|----|-------|----|------|-------|------|------|-----------|-----|--------|-----|-----|------|
|   |    | TU    |    | Hz   | 1/Hz  | 1/hz |      |           |     | s      | s   | s   |      |
| 8 | 6  | 15    | 15 | 0,42 | +0,22 | 0,29 | 5,7  |           | 5,8 | 124    | 150 | 150 | 5,7  |
|   | 5  | 15    | 15 | 0,7  | 0,51  | 0,58 | 6,4  |           | 6,4 | 133    | 240 | 230 | 12   |
| 8 | 8  | 5     | 05 | 1,15 | 0,94  | 0,93 | 6,35 |           | 6,3 | 128    | 300 | 300 | 22   |
|   | 7  | 6     | 20 | 0,8  | 0,45  | 0,46 | 6,05 |           | 5,9 | 115    | 205 | 180 | 10   |
|   | 5  | 9     | 15 | 1,14 | 0,72  | 0,77 | 6,2  |           | 6,1 | 140    | 280 | 260 | 14   |
|   | 7  | 9     | 40 | 0,95 | 0,94  | 0,94 | 6,6  |           | 6,6 | 149    | 320 | 320 | 18,4 |
|   | 7  | 12    | 15 | 1,05 | 0,55  | 0,54 | 6    |           | 5,9 | 158    | 225 | 200 | 6,5  |
| 8 | 13 | 10    | 15 | 1,03 | 0,76  | 0,54 | 6    |           | 5,9 | 103    | 225 | 200 | 19   |
|   | 12 | 13    | 30 | 0,67 | 0,48  | 0,39 | 6    |           | 5,9 | 138    | 180 | 170 | 5,1  |
| 8 | 15 | 9     |    | 0,86 | 0,24  | 0,1  | 3,8  |           |     | 89     |     | 50  | 1,3  |
| 8 | 9  | 2     |    | 1,03 | 1,24  | 1,06 | 6,6  | 5 a 6,2   | 6,5 | 133    | 340 | 320 | 23   |
|   | 12 | 05    | 40 | 1,27 | 0,28  | 1,4  | 6,46 |           | 6,4 | 119    |     |     |      |
|   | 15 | 05    | 30 | 1,24 | 0,26  | 0,54 | 5,8  | 7,3 a 8,1 | 5,7 | 118    | 218 | 193 | 10,4 |
|   | 10 | 8     | 10 | 1,1  | 0,55  | 0,57 | 6    | 6,3       | 5,9 | 91     | 230 | 206 | 20   |
| 8 | 7  | 10    | 10 | 0,93 | 0,4   | 0,46 | 5,9  |           | 5,8 | 184    | 200 | 180 | 3,8  |

#### - Comparaison de D' et D, L et Lc

Les valeurs de D' et D diffèrent notablement, ainsi les évaluations de densité faites, sans tenir compte des résultats de Roux, sont sujettes à caution. Les cas pour lesquels les points D,f sont inférieurs à la courbe C (fig. 3-15) sont peu exploitables, en effet, l'erreur relative de mesure de D devient importante pour D inférieur à 0,2. Les valeurs de Lc sont ainsi généralement de 1,5 % inférieures à celles de L. Mais une faible variation de L modifie notablement la valeur de T et par suite la densité trouvée expérimentalement.



- Comparaison de  $L_c$  et  $L_g$

Examinons successivement les évaluations faites

a) le 9 mars 1968, nous avons trouvé  $L_g = 3,8$ . La valeur de  $D'$  qui lui correspond devrait être 0,06. A partir de mesures de pentes nous avons trouvé  $D' = 0,1$  valeur de l'ordre de grandeur de l'erreur possible. Dans ce cas la mesure de  $L$  par goniométrie est plus précise. Elle est utilisée à la détermination de  $T_c$  et  $D/Do$  présentée dans le tableau

b) le 11 mars à 2h du matin nous avons trouvé des écarts de temps  $\Delta t$  de 0,6 et 1s ; en utilisant la formule (§ 2-4-3) liant  $\Delta t$  à la position de la ligne de force concernée ( $x$ )

$$\frac{x^2}{(\Delta t)^2} = \frac{V^2}{4} + \frac{h_o^2}{\left(\frac{1350}{V}\right)^2 - (\Delta t)^2}$$

en admettant une vitesse moyenne  $V$  de 700 km/s (nuit) nous déduisons de  $L_c$  la hauteur  $h_o$ . Elle est comprise entre 1700 km et 2900 km ce qui est plausible. Dans ce cas ce type d'étude nous donne des indications sur la hauteur  $h_o$ .

c) le 11 mars entre 5 et 6h, la valeur de  $V$  est incertaine, les conditions de propagation sont susceptibles de se modifier rapidement. Si nous cherchons  $L_g = f(V, \Delta t)$ ,  $h_o$  étant supposé de 1500 km, nous trouvons pour  $\Delta t = 1,4$  s et  $V$  variant de 500 à 700 km/s :  $6,2 < L_g < 9$ .  $L_c$  a été trouvé de 5,7 ou 6,4 selon la mesure faite. Les deux méthodes ne sont pas contradictoires, mais ne sont pas ici complémentaires, aucun progrès n'est réalisé. Le problème est peut être compliqué du fait que, simultanément, plusieurs lignes de force peuvent donner lieu à des Pcl.

d) le 11 mars à 8h 10, dans ce dernier cas  $V = 350$  km/s est bien déterminé, nous déterminons  $h_o(L_c, \Delta t)$  avec  $L_c = 5,9$  et  $\Delta t = 2$  s,  $h_o = 1400$  km. Cependant nous avons vu que les mesures de goniométrie sont de précision moindre (dans nos conditions) pour  $L$  grand.



## Conclusion

De ces comparaisons nous pouvons retenir que :

- les deux méthodes de mesure de  $L_c$  sont complémentaires et les résultats déduits sont raisonnables.
- la hauteur  $h_o$  de source virtuelle peut être de 23 00 km de nuit et 1400 km de jour.
- que pour les valeurs de  $L$  faibles, la méthode de goniométrie est de beaucoup plus précise.
- que les deux méthodes de détermination de  $L$  peuvent cependant, être légèrement différentes du fait que la valeur de  $L$  de la ligne de force suivie en moyenne par l'onde peut être différente de la valeur de  $L'$  lors de l'arrivée de l'onde au-dessus de l'ionosphère, ce  $L'$  dépend de l'altitude à laquelle a eu lieu le dernier rebond.

## Détermination de densité dans la magnétosphère

Les valeurs de  $T_c$  diffèrent de  $T$  du fait que  $L_c \neq L$  et que les abaques de  $T_c$  sont différentes (figure 3-15), la première cause étant la principale. Les temps corrigés sont de l'ordre de 10 % inférieurs ; la modification des densités est du même ordre.

La comparaison de  $T_c$  et de  $\tau$  nous permet de déterminer la valeur que devrait avoir  $D_o$  dans nos formules de profil de densité  $D = D_o R^{-3}$ . La valeur que nous avons choisie est en général trop forte. Cela vient du fait que ce profil est prévu pour des  $P_{cl}$  intérieurs à la plasmopause. Les trois plus faibles valeurs de  $D/D_o$  correspondent bien à des  $P_{cl}$  qui peuvent être internes ; à l'extérieur, les densités trouvées peuvent être diminuées dans un rapport 20.



## CONCLUSION

Cette thèse est basée sur des enregistrements de variations magnétiques que nous avons fait sur un même méridien aux stations de Lerwick et Chambon-la-Forêt. Nos dépouillements de ces données expérimentales faits par des techniques classiques ou nouvelles ont été le point de départ d'études théoriques (en collaboration avec Lacoume). Cet ensemble nous a permis de mieux comprendre les lois qui régissent la propagation de ces phénomènes et aussi d'apporter une contribution à la physique de la magnétosphère. Nous rappellerons les résultats obtenus dans ces deux domaines et indiquerons quelles peuvent être les études à poursuivre.

### a) Etude de la propagation de Pcl

La propagation des Pcl peut être divisée en deux parties : une partie magnétosphérique dans laquelle les paquets d'onde vont et viennent d'un hémisphère à l'autre et une partie ionosphérique qui permet la transmission jusqu'au sol. Nous avons montré que théoriquement la propagation des Pcl était possible, que les paquets d'onde arrivaient focalisés au-dessus de l'ionosphère jusqu'à une hauteur  $h_o$ . A partir de là l'onde peut parvenir en des latitudes très variés

Expérimentalement par comparaison des détails des spectres aux deux stations, il est possible de vérifier que la zone de passage de la partie magnétosphérique à la partie ionosphérique était de dimension très réduite (nous étendons l'ionosphère jusqu'au maximum de vitesse d'Alfven). Nous avons, d'autre part, constaté que la polarisation observée au sol était fonction de la latitude.

Les trajets dans la magnétosphère dépendent de la position des zones d'irrégularités et aussi des conditions initiales de propagation. Le paquet d'onde reste localisé à un petit volume, du fait que des réflexions subies ne sont pas exactement les mêmes pour toutes les parties de l'onde et d'aller-retour à l'autre.



Un effet de scintillation en résulte, il est constaté expérimentalement à la réception de plus il est à prévoir dans les temps qui séparent deux arrivées successives sont susceptibles de n'être définies qu'à 5s près.

#### b) Physique de la magnétosphère

Notre contribution à l'étude de la magnétosphère est de deux ordres : mise au point de nouvelles méthodes d'investigation de la densité et étude de la morphologie statique et dynamique de la magnétosphère.

Nous avons montré comment les techniques classiques de mesure de la densité, déduites de la dispersion des ondes reçues, devaient être modifiées. Il convient en effet de tenir compte du fait que la normale à l'onde des Pcl n'est pas parallèle aux lignes de force du champ magnétique terrestre. Les méthodes classiques sont imprécises pour des Pcl se propageant en moyenne latitude. Nous avons mis au point une autre méthode, elle est basée sur la goniométrie des signaux reçus.

Nos études ont porté sur des propagations de rayons à l'intérieur de la plasmopause ; pour les Pcl qui s'y propagent elles sont directement applicables, pour les Pcl situés en dehors il est nécessaire d'admettre l'existence d'irrégularités, de la répartition de la densité, dans la zone équatoriale. Les réflexions sur de telles irrégularités alignées sur le champ magnétique se traitent de la même façon que quand il s'agissait de la plasmopause. Les rayons arrivent sous incidence rasante, il n'est donc pas nécessaire d'avoir des gradients aussi importants que ceux de la plasmopause pour obtenir un guidage. Les mesures du paramètre L caractérisent la ligne de force voisine du trajet suivi par les Pcl nous donne alors des indications sur la position de la plasmopause ou à grande distance des colonnes ionisées. Nous avons aussi constaté que leurs positions est généralement stable sur la



durée des Pcl (heure). Il est même possible de penser que, quand les conditions de guidage disparaissent, les ondes se dispersent et ne parviennent plus au sol. La détermination de la hauteur  $h_o$  définie dans le premier paragraphe nous permet de localiser la région où les Pcl se réfléchissent et excitent la guide d'onde sub magnéto ionosphérique ; elle nous donnera des indications sur la masse moléculaire moyenne quand les conditions des propagations dans ce domaine seront mieux connues.

### c) Etudes à poursuivre

Il convient d'entreprendre un calcul complet de la traversée de l'ionosphère pour expliquer le couplage indiqué précédemment et expliquer l'évolution de la polarisation.

Nous avons indiqué aussi que, quand la normale à l'onde est presque perpendiculaire aux lignes de force, nos théories ne sont plus valables. Que se passe-t-il dans ce cas ?

Nous avons aussi indiqué, que, pour des propagations en dehors du méridien, les phénomènes étaient différents. Des propagations en longitude semblent être plus difficilement réalisables l'acquisition de données expérimentales à ce sujet serait utile de même qu'une étude théorique.

Nous avons donné que quelques exemples de mesures de L. En complétant nos résultats avec ceux des Roux, il doit être maintenant possible de suivre dans certains cas, l'évolution du phénomène en période agitée.

Nous avons vu que la structure géologique influençait la forme de la figure de polarisation. Quelle doit être la nature d'un terrain pour qu'une telle influence n'ait pas lieu ou cette modification de la forme de la polarisation est-elle utilisable à des fins géologiques ?



ALTMAN C. et E. FIJALKOW, 1968

Communication présentée à l'URSI

Symposium on Electromagnetic wave propagation, STRESA,  
Italie 24-28 juin 1968.

ANGERAMI J.J. and J.O. THOMAS, 1964

Studies of planetary atmospheres. 1) The distribution of  
electrons and ions in the earth's exosphere

J. Geophys. Res., 69 (21), 4537-60.

ANTONOVA A.E. and V.P. SHABASKY, 1968

"On the structure of the geomagnetic field at large  
distance from the earth

Geomagnetizm i Aeronomya 8, 861-811, 1968

BUDDEN K.G., 1961

Radio waves in the ionosphere

Cambridge university press.

CARPENTER D.L., 1966

"Whistler Studies of the plasmopause in the magnetosphere"

J. Geophys. Res., 71 (3), 693-709, 1966.

CERISIER, 1967

Accessibilité par propagation aux résonances très basse  
fréquence dans l'ionosphère

Annales de Géophysique, t. 23, fasc. 2, p. 249-257.

CHAPPELL C.R., K.K. HARRIS and G.W. SHARP 1970

A study of the influence of magnetic activity on the  
location of the plasmopause as measured by OG05

J. Geophys. Res., 75 (1), p. 50-56.

CLERC G. et D. GILBERT, 1969

Les variomètres de la station magnétique du C.R.G. de  
Garchy

Note I.P.G. n° 32.



DAWSON J.A., 1966

Hydromagnetic wave propagation near  $1c/s$  in the upper atmosphere and the properties and interpretation of Pcl micropulsations.

Tech. Note 342, NES.

DELLOUE J., M. GARNIER, F. GLANGEAUD et P. BILSDTEIN, 1963

"La polarisation des sifflements radioélectriques en relation avec leur direction d'arrivée"

C.R. Acad. Sc., Paris, 237, 1131-1134, 1963.

DOWDEN R.L., 1968

"Dotted pearl micropulsations"

J. Geophys. Res, 73 (9), 2995-3004, 1968

DUNGEY J.W., 1954

Electrodynamics of the outer atmosphere

The physics of the ionosphere, Cambridge conference p. 229.

FIELD E.C. et C. GREIFINGER, 1965

Transmission of geomagnetic micropulsations through the ionosphere and lower ionosphere.

J. Geophys. Res. 70, 4885-4899.

FOURNIER H., 1969

"Essai d'une coupe magnétotellurique du manteau supérieur selon le rayon sud-est du bassin de Paris"

Congrès I.A.G.A., Madrid, 1969.

FRASER B.J. 1968

Temporal variations in Pcl geomagnetic micropulsations

Planet. Space Sci., 16, 111-124.

GALLET R.M., 1963

Whistlers in Geophysics the Earth's Environment.

New York : Gordon and Breach.



GENDRIN R., S. LACOURLY, M. GOKHBERG, O. MALEVSKAYA et  
V.A. TROITSKAYA, 1966

"Polarisation des oscillations hydromagnétiques de type  
Pc-1 observées en deux stations géomagnétiques conjuguées"  
Ann. Geophys. 22 (3), 329-337, 1966.

GENDRIN R., B. KAZAK, G. LAURENT et O. RASPOPOV, 1966

Caractéristiques nouvelles de certaines oscillations hydro-  
magnétiques irrégulières.

C.R. Acad. Sc. Paris, 263, 841-844.

GENDRIN R., GOKHBERG, S. LACOURLY and V.A. TROITSKAYA, 1966

"Apparition simultanée de pulsations magnétiques d'ultra-  
basse fréquence en phase en deux points conjugués"

C.R. Acad. Paris, 262, p. 845-848.

GENDRIN R. et S. LACOURLY, 1968

"Irregular micropulsations and their  
far magnetospheric perturbations"

Ann. Geophys. 24, 1-7.

GENDRIN R., 1970

Gyroresonant wave-particle interactions invited review  
paper presented at the international symposium on solar-  
terrestrial physics, Leningrad (USSR).

GLANGEAUD F., 1966

Analyse, au dixième de micro seconde, des caractéristiques  
des sifflements, en présence de bruits atmosphériques.  
Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université  
de Paris, pour le titre de Docteur de 3ème cycle.

GLANGEAUD F., 1966

Analyse et représentation tri-dimensionnelles de la compo-  
sition spectrale d'une perturbation magnétique.

C.R. Acad. Sc. Paris, t. 263, p. 837, 1966



GLANGEAUD F., 1967

Mise en évidence d'un bruit de fond de composante spectrale quasi stationnaire pour les variations géomagnétiques au sol

C.R. Acad. Sci. Paris, t. 264, p. 553, 1967

GLANGEAUD F., 1967

Mise en évidence, dans le spectre de fréquence d'un orage magnétique, d'une émission monochromatique de longue durée à caractère mondial.

C.R. Acad. Sc., Paris, t. 264, p. 1772, 1976

GLANGEAUD F., J. ROQUET et E. SELZER, 1968

Microstructures à diverses latitudes et composition spectrale des perturbations magnétiques de février 1965 et mars 1966

Annales de Géophysique, t. 24, fasc. 3, p. 871, 1968

GLANGEAUD F., 1969

Conditions suivant lesquelles peut être définie la notion d'un parcours au sol pour certaines pulsations du champ magnétique terrestre

C.R. Acad. Sc. Paris, 268, 113-116, 1969.

GLANGEAUD F., 1970

"Etude de la propagation de Pc-1 et d'IPDP à partir de mesures au sol".

Ann. Géophys. t. 26, p 399-312, 1970.

GLANGEAUD F. et J.L. LACOUME, 1970

Influence of the plasmopause on Pcl

Présenté au symposium des relations soleil-terre à Leningrad, mai 1970.



GREIFINGER C. and P.S. GREIFINGER, 1968

"Theory of hydromagnetic propagation in the ionospheric waveguide"

J. Geophys. Res., 73 (23), 7473-7490, 1968.

HASELGROVE J., 1955

Ray theory and a new method for ray tracing.

Physics of the ionosphere

Phys. Soc Conf. 1954, 355-364.

HEACOCK R.R. and V.P. HESSLER, 1967

"Polarization characteristics of Pc-1 Micropulsations at College"

Planet. Space Sc., 15, 1361-1374, 1967.

HELLIWELL R.A., 1965

"Whistlers and related ionospheric phenomena Stanford university press,

Stanford, California.

HEWSON-BROWNE R.C. and D.N. BURGHESE, 1970

Mathematical model for the magnetosphere

J. Atmosph. Terrest. Phys. 32, p. 757-765.

JACOBS J.A. and T. WATANABE, 1964

"Micropulsation whistlers"

J. Atmos. Terrest. Phys. 26, 825-829 1964.

JOHNSON F.S., 1960

The exosphere and upper F region

J. Geophys. Res. 65 (9) 2571-75

JOHNSON F.S., 1962

Physics of the distribution of ionized particles in the exosphere in electron density profiles de B. Maehlum p. 404-413 Mac Millan publishing company, New York, 1962.



KENNEY J.F., H.B. KNAFLICH and H.B. LIEMOHN, 1968

"Magnetospheric parameters determined from structured micropulsations"

J. Geophys. Res. 73 (21), 6737-6749, 1968.

KIKUCHI, 1968

"General features and satellite observations of magnetospheric and magnetohydrodynamic waves in the outer ionosphere  
dans Low-fréquence waves and irregularities in the ionosphere  
par d'Angelo.

KITAMURA T. and J.A. JACOBS, 1968

Ray paths of Pc1 waves in the magnetosphere

Planet Space Sci., 16, 863-879.

KNAFLICH H.B., J.F. KENNEY and V.P. HESSLER, 1968

"Longitudinal spread of Pc-1 Micropulsations in the magnetosphere"

Nature, 217 (5134), 1134-1136, 1968.

J.L. LACOUME, 1970

Communication personnelle

LACOURLY S., 1969

Evaluation de certains paramètres de la magnetosphère à partir des propriétés des pulsations hydromagnétiques irrégulières (S.I.P. et I P.D.P)

Anna. Géophys. 25 (2), 651-657.

LIEMOHN H.B. and F.L. SCARF, 1962

Exospheric electron temperatures from nosewhistler attenuation,

J. Geophys. Res. 67, 1785-1789.



LIEMOHN H.B., J.F. KENNEY and H.B. KNAFLICH 1967

"Proton density in the magnetosphere from pearl measurement"

Boeing scientific research laboratories publication, 1967.

LIEMOHN H.B., 1969

Elf propagation and emission in the magnetosphere

Boeing Sci. Res. D1 82-0890.

MANCHESTER R.N., 1966

"Propagation of Pc-1 Micropulsations from high to low latitudes"

J. Geophys. Res., 71 (15), 3749-3766<sup>54</sup>.

MANCHESTER R.N., 1968

"Correction of Pc-1 Micropulsations at spaced stations"

J. Geophys. Res., 73 (11), 3549-3556, 1968.

MAC ILWAIN, 1961

Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles,

J. Geophys Res., 66 (11).

MAC ILWAIN, 1965

"Magnetic coordinates" dans "Radiation trapped in the earth's magnetic field"

Reidel company, Mac Cornac, 1965.

MEAD G.D.

Deformation of the geomagnetic field by the solar wind

J. Geophys. Res. Vol. 69 n° 7 p. 1181.

NESS N.F., 1968

"The geomagnetic tail"

Magnetosphere Physics édité par Mead G.B. p. 124.



NICOLET M. 1964

The structure of the upper atmosphere

Res. in Geophys. t. I édité by H. Odishaw p. 234-277.

NISHIDA A., 1966

Formation of plasmapause, or magnetospheric plasmaknee, by the combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail,

J. Geophys. Res. 71 (23), p. 5669-5679.

PETIAU G., E. SELZER, 1963

Appareillage spéciaux pour enregistrement permanent des micropulsations magnétiques.

Communication à la XIIIe Assemblée Générale de Berkeley.

PETIT M., 1968

Mesure de températures de densité électronique et de composition ionique dans l'ionosphère par diffusion Thomson. Etude de déséquilibre thermodynamique dans l'ionosphère diurne.

24 (1), 1-38. Ann. Geophys.

POPE J.H., 1964

"An Explanation for the apparent Polarization of some geomagnetic Micropulsations (Pearls)"

J. Geophys. Res. 69 (3), 399-405,

PRINCE C.E. and F.X. BOSTICK, 1964

"Ionospheric transmission of transversely propagated plane waves at micropulsation frequencies and theoretical power spectra",

J. Geophys. Res., 69 (15), 3213-3234,

QUEMADA D., 1968

Onde dans les plasmas, physique spatiale  
Edition Hermann.



RUSSEL C.T. and R.M. THORNE, 1969

On the structure of the inner magnetosphere.

Publi. 809 inst. Geophys. and Planetary Phys.

RYCROFT M.J. and J.O. THOMAS, 1970

The magnetospheric plasmopause and the electron density trough at the alouette I orbit

Planet, Space Sci. 18, 65-80.

SAITO T., 1969

Geomagnetic pulsations.

Space Science reviews 10 (3), 319-412.

SCHLICH R. et J. BITTERLY, 1967

Variations magnétiques rapides enregistrées en des stations proches.

Ann. Géophys. 23 (3), 407-412.

SCHLOTER M. et P. DELCROIX, 1969

Dispositif de synchronisation du déroulement de deux magnetophones.

Mémoire de fin d'études à l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs d'Electrotechnique et d'Electronique

SELZER E. et R. STEFANT, 1963

Variations magnétiques - .

Rapport national français présenté à l'Assemblée

UGGI de 1967 pp. 159-170.

SELZER E., 1963

Annales de l'IPG de Paris, 31, 1964, p. 147.

SMITH R.L., 1960

The use of nose whistlers in the study of the outer ionosphere.

Tech. Rept. N° 6, AFOSR-TN-60-861 Stanford electronics lab.

STEFANT R., 1963

Application d'un magnétomètre à induction à la détection des résonances de la cavité Terre-Ionosphère.

Thèse de Doctorat d'Etat. Ann. Géophys. 19 (3) 250.



TAYLOR H.A., H.C. BRINTON and M.W. PHARO, 1968

Contraction of the plasmaphère during geomagnetically disturbed periods

J. Geophys. Res. 73(3), 961-968.

TEPLEY L.R., 1966

"Recent investigations of hydromagnetic emissions.

Part I : experimental observations"

J. Geomagn. Geoelectr. 18 (2), 227-256,

TEPLEY L. and R.K. LANDSHOFF, 1966

"Waveguide theory for ionospheric propagation of hydro magnetic emissions",

J. Geophys. Res. 71 (5), 1499-1504,

TROITSKAYA A.A., 1961

"Pulsations of the earth's electromagnetic field and their connection with phenomena in the high atmosphere"

J. Geophys. Res., (1), 66, 5-18,

TROITSKAYA A.A. et R. GENDRIN, 1969

Colloque sur les expériences franco-soviétiques en points conjugués Borok

CNFRA 1970, n° 25.

WENTWORTH R.C., L. TEPLEY and AMUNDSEN K.D., 1966

"Intra-and interhemisphere differences in occurrence times of hydromagnetic emissions",

J. Geophys. Res. 71 (5), 1492-1498, 1966.

WILLIAMS D.J. et G.D. MEAD, 1965

Nightside magnetosphere configuration as obtained from trapped electrons at 1100 km.

J. Geophys. Res. 70 (13), 3017-3029.



ACADEMIE DE PARIS

UNIVERSITÉ DE PARIS VI

ACADEMIE DES SCIENCES  
DE PARIS

QUAI SAINT BERNARD - PARIS V\*

SERVICE DE LA SCOLARITÉ

Bureau des Enseignements du 3<sup>e</sup> Cycle

TÉLÉPHONE : 338-25-25 - P

## PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : ..... D<sup>r</sup> ETAT

THESE DE : ..... ES SCIENCES PHYSIQUES

Nom : ..... GLANCEAUD

Prénoms : ..... François

Né (e) le 17 Septembre 1937 à Chamalières Dép<sup>t</sup> (Puy de Dôme)

### SUJETS

1<sup>ère</sup> THESE : ..... "Contribution à l'étude de la magnétosphère au moyen  
d'onde U.B.F.

2<sup>e</sup> THESE (Propositions faites par la Faculté) : .....

Vu et approuvé

Paris, le

Le Doyen de la Faculté  
des Sciences de Paris

L. GAUTHIER

Vu et permis d'imprimer

Paris, le

Le Recteur de l'Académie  
de Paris

R.MALLET



A handwritten signature in dark ink, appearing to read "L. Gauthier", written over a horizontal line.

